

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Поиски черных дыр

А.М. Черепашук

*Описаны методы и результаты поисков черных дыр звездной массы в двойных системах и сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик разных типов. К настоящему времени (июнь 2002 г.) полное число известных кандидатов в черные дыры приближается к 100. Все необходимые условия, накладываемые ОТО Эйнштейна на наблюдательные проявления черных дыр, выполняются для обнаруженных кандидатов в черные дыры. Это укрепляет нашу уверенность в реальном существовании черных дыр во Вселенной. Описаны перспективы получения достаточных критериев для окончательной идентификации найденных кандидатов с реальными черными дырами.*

PACS numbers: 04.70. – s, 97.60.Lf, 98.35.Jk

## Содержание

1. Введение (345).
  2. Методы поиска черных дыр (346).
  3. Методы определения масс черных дыр (347).
    - 3.1. Ядра галактик. 3.2. Рентгеновские двойные системы.
  4. Об определении радиусов черных дыр (351).
    - 4.1. Ядра галактик. 4.2. Рентгеновские двойные.
  5. Сверхмассивные черные дыры в ядрах галактик (354).
    - 5.1. Массы сверхмассивных черных дыр в ядрах активных галактик. 5.2. Массы сверхмассивных черных дыр в ядрах "нормальных" галактик.
  6. Аргументы в пользу того, что найденные сверхмассивные компактные тела в ядрах галактик являются черными дырами (362).
  7. Демография (звездная астрономия) сверхмассивных черных дыр (363).
  8. Черные дыры в рентгеновских двойных системах (366).
  9. Массы черных дыр в рентгеновских двойных системах (368).
  10. Различия в наблюдательных проявлениях аккрецирующих нейтронных звезд и черных дыр (372).
  11. Распределение масс релятивистских объектов, звезд Вольфа–Райе (WR) и их СО-ядер в двойных системах (375).
    - 11.1. Релятивистские объекты. 11.2. Звезды Вольфа–Райе и их СО-ядра в конце эволюции.
  12. Заключение (379).
- Список литературы (380).

## 1. Введение

Черные дыры (ЧД) предсказываются общей теорией относительности (ОТО) А. Эйнштейна. Впервые термин "черная дыра" был введен в 1968 г. Дж. Уилером [1].

А.М. Черепашук. Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, 119992 Москва, Университетский просп. 13, Российская Федерация  
Тел. (095) 939-28-58. Факс (095) 932-88-41  
E-mail: cher@sai.msu.ru

Статья поступила 11 июля 2002 г.

Напомним основные свойства ЧД, важные для астрономических наблюдений [2–4].

По определению (см., например, [5]) в асимптотически плоском пространстве-времени под ЧД понимается область, из которой никакой причинный сигнал не может выйти на световую бесконечность будущего. Иными словами [6], черная дыра представляет собой область, которая не может двусторонним образом сообщаться с внешней Вселенной, поскольку вторая космическая скорость для нее равна скорости света в вакууме  $c$ . Граница этой области называется горизонтом событий.

Характерный размер ЧД определяется гравитационным (шварцшильдовским) радиусом  $r_g = 2GM/c^2$ , где  $M$  — масса,  $G$  — постоянная тяготения. Величина  $r_g = 30$  км для  $M = 10M_\odot$  ( $\odot$  — знак Солнца) и 20 астрономическим единицам (а.е.), т.е. половине радиуса Солнечной системы, для  $M = 10^9 M_\odot$  (1 а.е. =  $1,5 \times 10^{13}$  см — среднее расстояние от Солнца до Земли). Радиус горизонта событий  $r_h = r_g$  для невращающейся (шварцшильдовской) ЧД и  $r_h < r_g$  для вращающейся ЧД (для предельно вращающейся, керровской ЧД с максимальным удельным угловым моментом  $r_h = 0,5r_g$ ).

Важно отметить, что у ЧД, образующихся в нашу эпоху, горизонт событий еще не сформировался из-за релятивистского замедления хода времени вблизи него с точки зрения удаленного наблюдателя. Поэтому "современные" ЧД имеют поверхности, чрезвычайно близкие к горизонту событий, которые с точки зрения далекого наблюдателя бесконечно долго приближаются к этому горизонту. Все процессы на них бесконечно растянуты во времени для внешнего наблюдателя и поэтому ненаблюдаемы. Для "современных" ЧД часто используют термин коллапсирующие объекты [7]; для астрономов это "практически" черные дыры.

Важно подчеркнуть, что горизонт событий — это лишь координатная особенность в пространстве-времени. Он может быть устранен выбором подходящей системы координат. Например, для наблюдателя, свободно падающего на ЧД, горизонт событий отсутствует,

и наблюдатель может проникнуть внутрь ЧД, увидеть центральную сингулярность, но передать информацию внешнему наблюдателю он не сможет.

Уникальной особенностью горизонта событий и области внутри ЧД является то, что они "воспринимают" информацию из будущего внешнего пространства-времени [4, 8]. В частности, движение горизонта событий в любой момент времени зависит не от того, что произошло с горизонтом в прошлом, а от того, что произойдет с ним в будущем (см. недавний обзор И.Д. Новикова, В.П. Фролова [4]).

Ввиду столь необычных свойств ЧД вопрос о возможности их существования во Вселенной остро дискутируется вот уже несколько десятилетий. Окончательный ответ на него должны дать астрономические наблюдения. Впервые на возможность астрономических наблюдений ЧД было указано в работах Я.Б. Зельдовича [9] и Е.Е. Салпитера [10] в 1964 г., которые предсказали мощное энерговыделение при несферической аккреции вещества на ЧД. В работах [11, 12] была отмечена перспективность исследования двойных звезд для поиска ЧД (см. также [13]). Теория дисковой аккреции вещества на нейтронные звезды (НЗ) и ЧД, развитая в работах [14–17], позволила быстро понять природу компактных рентгеновских источников, открытых со спутника UHURU [18], как аккрецирующих НЗ и ЧД в двойных звездных системах. К настоящему времени открыты многие сотни рентгеновских двойных систем в нашей и ближайших галактиках. Оптические исследования рентгеновских двойных систем [19–23] дали возможность развить надежные методы определения масс НЗ и ЧД в тесных двойных системах [24]. Трехмерные газодинамические модели течения газа в тесных двойных системах (ТДС) прояснили механизмы формирования аккреционных дисков [25–30]. Модели адвекционно-доминированных дисков вокруг ЧД, позволяющие объяснить аномально низкую светимость аккрецирующих ЧД в ядрах многих галактик и маломассивных рентгеновских двойных системах, предложены в последние годы (см., например, [31–36]). О развитии этих работ и с их критикой можно ознакомиться в [37–40]. Наряду с успехами в поисках ЧД звездной массы в настоящее время наметился прорыв в исследованиях сверхмассивных ЧД в ядрах галактик. Хотя первыми кандидатами в сверхмассивные ЧД были признаны квазары и ядра активных галактик [7, 10, 41–45], наиболее убедительные свидетельства наличия сверхмассивных компактных объектов получены в последние годы при исследовании относительно "спокойных" ядер галактик (см., например, итоги недавних симпозиумов [46–48]).

В данном обзоре мы суммируем результаты по поиску ЧД. Различные аспекты этой проблемы отражены в недавних обзорах [4, 49–53].

## 2. Методы поиска черных дыр

Известно три типа ЧД:

1) ЧД звездной массы  $M = (3–50)M_{\odot}$ , образующиеся на поздних стадиях эволюции массивных звезд. В конце эволюции звезды формируется белый карлик (если масса проэволюционировавшего ядра звезды  $M_c \leq (1,2–1,4)M_{\odot}$ ), нейтронная звезда (если  $M_c < 3M_{\odot}$ ), ЧД (если  $M_c \geq 3M_{\odot}$ ). В случае так называемого мягкого уравнения состояния вещества НЗ, при котором ее максималь-

ная масса равна 1,5 массы Солнца, можно ожидать также наличия ЧД сравнительно малой массы  $M \gtrsim 1,5M_{\odot}$  [54];

2) сверхмассивные ЧД в ядрах галактик ( $M = (10^6–10^{10})M_{\odot}$ );

3) первичные ЧД, сформировавшиеся на ранних стадиях образования Вселенной. До нашей эпохи должны были дожить лишь первичные ЧД с массой  $M > 10^{15}$  г ввиду действия квантового механизма испарения ЧД, предложенного Хокингом [55]. С наблюдательной точки зрения о первичных ЧД пока известно очень мало (см. обзор [4]).

В последнее время дискутируется вопрос о существовании ЧД промежуточных масс  $M = (10^2–10^4)M_{\odot}$ , расположенных в околядерных областях галактик (среднее расстояние от ядра  $\sim 390$  пк) [56]. Массы этих объектов оцениваются по их рентгеновской светимости и спектру ( $L_x(0,2–2,4 \text{ кэВ}) = (10^{37}–10^{40}) \text{ эрг с}^{-1}$ ). Предполагают [57], что ЧД промежуточных масс сформировались в результате непрерывного слияния компактных остатков, образовавшихся из сотен массивных звезд — членов скоплений радиусом в несколько парсек. Характерное время такого процесса слияния  $\sim 10^9$  лет [57]. В связи с моделями слияния, в принципе, не исключено существование и двойных сверхмассивных ЧД в ядрах галактик. Теоретические исследования сценариев слияния ЧД опубликованы в работах [58, 59]. Рассматривается также возможность того, что эти яркие источники являются микроквасарами, релятивистские джеты которых направлены на наблюдателя [60, 61]. В этом случае массы релятивистских объектов порядка нескольких  $M_{\odot}$ . Недавнее оптическое отождествление одного из таких объектов [61] подкрепляет эту гипотезу. В то же время последние измерения дисперсии скоростей звезд в центральных частях шарового звездного скопления M15 позволяют предположить наличие ЧД промежуточной массы  $\sim 2500M_{\odot}$  [62].

С астрономической точки зрения, чтобы обнаружить ЧД, нужно:

- 1) измерить массу объекта;
- 2) показать, что его радиус не превышает  $r_g$ ;
- 3) получить наблюдательные свидетельства того, что у объекта нет наблюдаемой твердой поверхности, а имеется "практически" горизонт событий.

Массы ЧД измеряются надежно по движению газа и звезд вблизи них. При этом, так как в большинстве случаев характерные расстояния велики ( $r \gg r_g$ ), для определения масс ЧД достаточно использовать закон тяготения Ньютона. В последнее время появилась возможность измерять массы одиночных ЧД по эффектам гравитационного микролинзирования [63, 64] (длительность изменения блеска далекой звезды пропорциональна корню квадратному из массы гравитационной линзы).

Радиусы ЧД измерять очень трудно. Пока используются лишь относительно грубые ( $r < (10–100)r_g$ ) косвенные оценки: изучение мощной рентгеновской светимости и спектра при аккреции вещества на ЧД, анализ быстрой рентгеновской переменности, исследование профилей спектральных линий в рентгеновском диапазоне и т.п.

Главными критериями аккрецирующей ЧД звездной массы (см., например, [4, 49]) являются большая масса, мощное рентгеновское излучение при отсутствии феноменов рентгеновского пульсара или рентгеновского

барстера 1-го типа, характерных для аккрецирующей НЗ, обладающих твердой поверхностью и быстрым вращением. Отметим, что и среди аккрецирующих НЗ есть объекты, не показывающие феноменов рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера 1-го типа, т.е. эти критерии являются лишь необходимыми, но не достаточными условиями для достоверной идентификации массивных компактных объектов с ЧД.

Пока нет достаточных наблюдательных критериев отбора ЧД, но следует подчеркнуть, что все необходимые критерии, сформулированные на основе ОТО, выполняются для известных кандидатов в ЧД.

Наблюдательные исследования ЧД ведутся в двух направлениях:

1) поиски массивных компактных объектов — кандидатов в ЧД. Здесь к настоящему времени имеется большой успех: число известных кандидатов в ЧД (в рентгеновских двойных системах и в ядрах галактик) приближается к 100;

2) поиски достаточных критериев, позволяющих однозначно судить о том, что найденные кандидаты в ЧД — реальные ЧД. Здесь много трудностей, но есть прогресс и возлагаются большие надежды на будущие космические рентгеновские, интерферометрические и гравитационно-волновые эксперименты.

Особо оговорим, какой смысл астрономы-наблюдатели вкладывают в понятие "черная дыра". Хотя ЧД "почти" открыты, окончательных доказательств их существования во Вселенной пока не получено. Тем не менее астрономы-наблюдатели, разумеется с некоторой натяжкой, применяют термин "черная дыра" к тем массивным и компактным объектам, для которых все известные к настоящему времени наблюдательные проявления согласуются с предсказаниями ОТО для ЧД. При этом главные наблюдательные критерии для ЧД, как уже упоминалось, следующие:

а) ЧД звездной массы, аккрецирующие объекты в рентгеновских двойных системах — большая масса ( $m_x > 3M_\odot$ ), мощное ( $L_x \cong 10^{36} - 10^{39}$  эрг с<sup>-1</sup>) рентгеновское излучение при отсутствии феноменов рентгеновского пульсара и рентгеновского барстера 1-го типа, а также малый ( $r < (10-100)r_g$ ) радиус, оцениваемый, как правило, по быстрой переменности жесткого рентгеновского излучения на временах  $10^{-2} - 10^{-3}$  с;

б) сверхмассивные ЧД в ядрах галактик — большая масса ( $\sim (10^6 - 10^9)M_\odot$ ), большое отношение массы к светимости ( $M/L > 10 - 1000$ ) для ядер спокойных галактик или полная светимость, близкая к эддингтоновскому пределу для ядер активных галактик, а также малый радиус ( $r < (10-100)r_g$ ), оцениваемый по быстрой переменности или с помощью прямых измерений размеров ядерной области методами высокого углового разрешения.

Забегая вперед, отметим, что на основе современных наблюдений с учетом эффектов наблюдательной селекции можно заключить, что в нашей Галактике, состоящей из  $10^{11}$  звезд, имеется  $\sim 10^{10}$  белых карликов,  $\sim 10^8$  нейтронных звезд и  $\sim 10^7$  черных дыр.

### 3. Методы определения масс черных дыр

#### 3.1. Ядра галактик

Существуют два основных способа определения масс ядер галактик (см., например, Дибай [44, 65, 66]).

1. Предполагается, что движение газа или звезд вблизи ядра контролируется его гравитационным полем (Вольтер [67]). В этом случае между скоростями  $v$  звезд или газовых облаков, окружающих ядро, и их расстоянием  $r$  от ядра должно существовать вириальное соотношение  $v^2 \sim r^{-1}$ . Отсюда получается оценка массы ядра  $m_x$ :

$$m_x = \frac{\eta v^2 r}{G}, \quad (1)$$

где  $\eta = 1-3$  в зависимости от принятой кинематической модели движения тел вокруг ядра галактики.

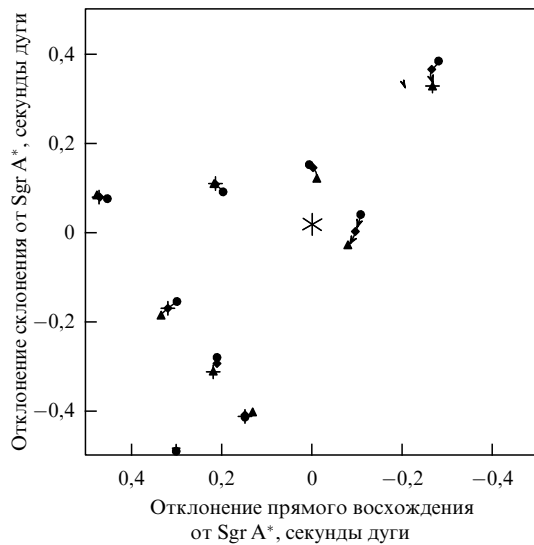
С помощью современных наблюдательных средств (космический телескоп Хаббла, крупнейшие наземные телескопы нового поколения с системами компенсации атмосферных искажений, межконтинентальные радиоинтерферометры для наблюдений мегамазеров и т.п.) во многих случаях удается непосредственно увидеть движущийся газ (а в случае ядра нашей Галактики — и индивидуальные звезды) вблизи ядра (рис. 1). Поэтому масса ядра галактики однозначно находится прямым использованием закона тяготения Ньютона из соотношения типа (1).

Если не удается увидеть и исследовать газопылевой диск вблизи ядра, применяют метод, основанный на статистическом изучении кинематики звезд в центральных частях галактики, которая определяется гравитационным воздействием ее ядра. Наблюдая распределение яркости  $I(r)$ , скорости вращения  $V(r)$  и дисперсию скоростей вдоль диаметра галактики (вблизи ее ядра) и используя выражение для распределения массы  $M(r)$ , получаемое из уравнения Больцмана, с учетом бесстолкновительных взаимодействий звезд [50, 69], можно оценить массу  $M(r)$ , заключенную внутри объема радиусом  $r$ :

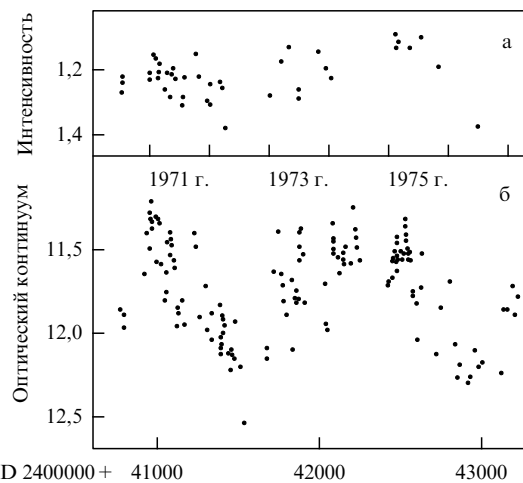
$$M(r) = \frac{V^2 r}{G} + \frac{\sigma_r^2 r}{G} \left[ -\frac{d \ln v(r)}{d \ln r} - \frac{d \ln \sigma_r^2}{d \ln r} - \left(1 - \frac{\sigma_\theta^2}{\sigma_r^2}\right) - \left(1 - \frac{\sigma_\phi^2}{\sigma_r^2}\right) \right]. \quad (2)$$

Здесь  $\sigma_r$ ,  $\sigma_\theta$ ,  $\sigma_\phi$  — радиальная и две азимутальные компоненты дисперсии скоростей звезд,  $v(r)$  — звездная плотность, которую в первом приближении можно положить пропорциональной яркости  $I(r)$  (подробнее см. в [50, 69]).

В активных ядрах галактик, где наблюдаются мощные и широкие линии излучения, для определения массы ядра используется формула (1). Скорости  $v$  газовых облаков, формирующих широкую компоненту профиля линии излучения, находятся по полуширине этой широкой компоненты. Механизмы формирования высокоскоростных газовых облаков вблизи центральной ЧД в ядрах активных галактик описаны, например, в [70]. Расстояние  $r$  газовых облаков от центра ядра может быть оценено двумя способами: из фотоионизационной модели ядерной области [71-73, 44, 65, 66] или по времени запаздывания  $\Delta t$  быстрой переменности широкой компоненты эмиссионной линии относительно переменности непрерывного спектра:  $r \cong c \Delta t$  (так называемый метод эхо-картирования или reverberation mapping method [74-76]). Эффект запаздывания быстрой переменности линий относительно континуума в ядрах



**Рис. 1.** Наблюдаемые движения звезд в картинной плоскости вблизи ядра нашей Галактики под действием гравитационного притяжения центральной ЧД с массой  $\sim 2,6 \times 10^6 M_\odot$  [68]: ● — наблюдения 1995 г., ◆ — 1996 г., ▲ — 1997 г.



**Рис. 2.** Переменность интенсивности эмиссионной линии  $H_\alpha + [NII]$  (а) и оптического континуума (фильтр  $U$  системы  $UBV$ ) (б) в ядре сейфертовской галактики I типа NGC 4151 (наблюдения Лютого и Черепашука [81]). Изменения интенсивности линии  $H_\alpha + [NII]$  запаздывают относительно изменений континуума. Это позволяет оценить расстояние газовых оболочек от центральной сверхмассивной ЧД и определить ее массу.

сейфертовских галактик был открыт Лютым и Черепашуком в 1971 г. [77–81] (рис. 2). В настоящее время этот эффект широко используется для получения наиболее надежных оценок масс ЧД в ядрах активных галактик (см., например, [82–89]).

2. Второй метод оценки массы ядра галактики основан на гипотезе, согласно которой болометрическая светимость ядра близка к эддингтоновскому пределу  $L_E$ , при котором сила давления излучения уравнивает силу гравитационного притяжения (Зельдович и Новиков [41]):

$$L_E = 1,3 \times 10^{38} \mu \frac{m_x}{M_\odot}, \quad (3)$$

где  $\mu$  — число нуклонов на один электрон для аккрецирующей плазмы,  $m_x$  — масса ядра. Среди галактических ядер квазары имеют наибольшую светимость до  $10^{47} - 10^{48}$  эрг  $s^{-1}$  (светимость ядра нашей Галактики  $\leq 10^{35}$  эрг  $s^{-1}$  или  $\leq 10^{-9}$  эддингтоновской светимости). Поэтому оценка нижнего предела массы по эддингтоновскому пределу наиболее уместна для квазаров [41]. Из условия

$$L_{\text{квазара}} \leq L_E$$

получаются значения масс  $m_x \geq 10^9 M_\odot$ .

Существуют также косвенные методы оценки массы ядра галактики: по форме и ширине эмиссионной рентгеновской  $K_\alpha$  линии железа, по максимальной частоте пульсаций излучения аккреционного диска, по зависимости светимости ядра активной галактики от массы центральной ЧД, по интенсивности полос поглощения вблизи границ рентгеновского спектра ядра галактики, соответствующих К-оболочкам атомов [90] и т.п. Эти методы будут рассмотрены ниже, при анализе результатов по конкретным объектам.

### 3.2. Рентгеновские двойные системы

Компоненты рентгеновской двойной системы отдельно не видны. Измеряется лишь кривая лучевых скоростей и кривая блеска двойной системы (рис. 3). В модели точечной оптической звезды с использованием закона тяготения Ньютона по кривой лучевых скоростей находится функция масс оптической звезды (см., например, [49]):

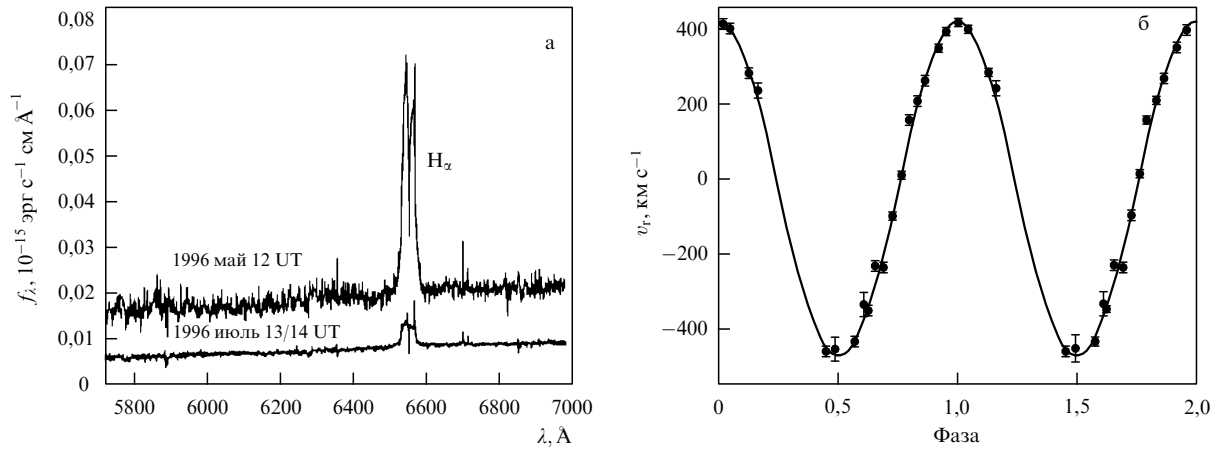
$$f_v(m) = \frac{m_x^3 \sin^3 i}{(m_x + m_v)^2} = 1,038 \times 10^{-7} K_v^3 P (1 - e^2)^{3/2}, \quad (4)$$

где  $m_x, m_v$  — массы релятивистского объекта и оптической звезды (в массах Солнца  $M_\odot$ ),  $i$  — наклонение орбиты (угол между лучом зрения и нормалью к плоскости орбиты),  $K_v$  — наблюдаемая полуамплитуда кривой лучевых скоростей оптической звезды (в  $\text{км с}^{-1}$ ),  $P$  — орбитальный период (в сутках),  $e$  — эксцентриситет орбиты (находится по отличию кривой лучевых скоростей от синусоиды). Функция масс  $f_v(m)$  — наблюдаемая величина и является абсолютным нижним пределом для массы релятивистского объекта

$$m_x > f_v(m).$$

Оптическая звезда в рентгеновской двойной системе — неточечный объект, приливно деформирована и прогревается рентгеновским излучением аккрецирующего релятивистского объекта. Поэтому наблюдаемая кривая лучевых скоростей может не вполне точно отражать орбитальное движение оптической звезды. Необходимо проверить, как неточечность оптической звезды влияет на измеряемую функцию масс системы.

Влияние на функцию масс неточечности оптической звезды, ее грушевидной формы и эффекта рентгеновского прогрева, как показано в [92, 49], мало для больших отношений масс компонент  $q = m_x/m_v > 5$  (случай рентгеновских новых, где открыто большинство кандидатов в ЧД). Для квазистационарных рентгеновских двойных с массивными О–В-спутниками, где  $q < 1$ , требуется коррекция функции масс  $f_v(m)$ , учитывающая



**Рис. 3.** (а) Оптические спектры рентгеновской новой — двойной системы с ЧД Nova Oph 1977 (H 1705–250) в спокойном состоянии, полученные Филиппенко и др. [91] 12 мая и 13–14 июля 1996 г. Видны многочисленные линии поглощения в спектре спутника — звезды K5 V, по доплеровским смещениям которых строится кривая лучевых скоростей. Также видна мощная широкая и двугорбая эмиссионная линия водорода  $H_\alpha$ , сформированная в аккреционном диске, вращающемся вокруг ЧД. (б) Кривая лучевых скоростей [91].

эффект ненулевых размеров оптической звезды, так как центр масс двойной системы лежит внутри тела оптической звезды [49, 92, 93]. Соответствующая коррекция массы  $m_x$  для известных систем обычно не превышает 10%.

Из выражения для функции масс (4) определяется масса ЧД:

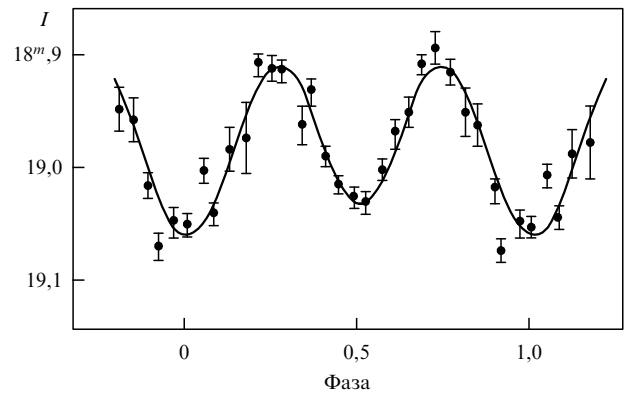
$$m_x = f_v(m) \left( 1 + \frac{1}{q} \right)^2 \frac{1}{\sin^3 i}. \quad (5)$$

Ввиду того, что компоненты рентгеновской двойной системы не видны раздельно, имеются два свободных параметра  $q$ ,  $i$ , которые должны быть определены из дополнительных условий. Эти условия следующие [49].

**3.2.1. Оптическая или инфракрасная кривая блеска системы.** Кривая блеска  $l(t)$  определяет наклонение орбиты  $i$ :

$$l(t) = l(t, q, \mu, i, r_d, L_d), \quad (6)$$

где  $\mu$  — степень заполнения оптической звездой своей полости Роша (для рентгеновских новых  $\mu = 1$ , так как в спокойном состоянии здесь наблюдаются аккреционный диск и газовая струя, истекающая из оптической звезды),  $r_d$ ,  $L_d$  — радиус и светимость аккреционного диска. В случае рентгеновских новых в спокойном состоянии и массивных рентгеновских двойных с O–B-компонентами кривая блеска  $l(t)$  определяется в основном эффектом эллипсоидальности оптической звезды и при  $q > 1$  наиболее сильно зависит от параметра  $i$  (рис. 4). Эффект эллипсоидальности связан с приливной деформацией фигуры оптической звезды в гравитационном поле релятивистского объекта. Орбитальное вращение системы приводит к ее периодической оптической переменности. Светимость диска  $L_d$  может быть получена из спектрофотометрических наблюдений. Метод определения  $i$  по кривой блеска  $l(t)$ , обусловленной в основном эффектом эллипсоидальности, был впервые предложен Лютым, Сюняевым и Черепашуком в 1973 г. [22, 23] и широко применяется при нахождении масс ЧД в рент-



**Рис. 4.** Наблюдаемая инфракрасная ( $\bullet$ ) и теоретическая (—) кривые блеска рентгеновской новой — двойной системы с ЧД XN Musc (GRS 1124–68) в спокойном состоянии, обусловленные в основном эффектом эллипсоидальности оптической K2 V звезды. Оцененный угол наклона орбиты к картинной плоскости составляет  $i = 41^\circ$  (из работ Ремилларда и др. [94] и Антохиной и Черепашука [95]).

геновских двойных системах (см. [96–101], а также обзоры [49, 51]). Как отмечено в ряде современных обзоров по наблюдательному исследованию ЧД (см., например, [51, 102]), это пока единственный надежный метод оценки  $i$ .

**3.2.2. Вращательное уширение линий поглощения в спектре оптической звезды.** Звезда — неточечный объект и заполняет или почти заполняет свою полость Роша, относительные размеры которой зависят от отношения масс компонент  $q$  (рис. 5). Поэтому, наблюдая спектр оптической звезды с высоким разрешением (рис. 6) и определяя величину  $V_{\text{rot}} \sin i$  по вращательному уширению линий поглощения в ее спектре, можно получить  $q$  из уравнения (см., например, [104, 105]):

$$V_{\text{rot}} \sin i = 0,462 K_v \frac{1}{q^{1/3}} \left( 1 + \frac{1}{q} \right)^{2/3}. \quad (7)$$

В уравнении (7) используется предположение о синхронности осевого и орбитального вращения оптической

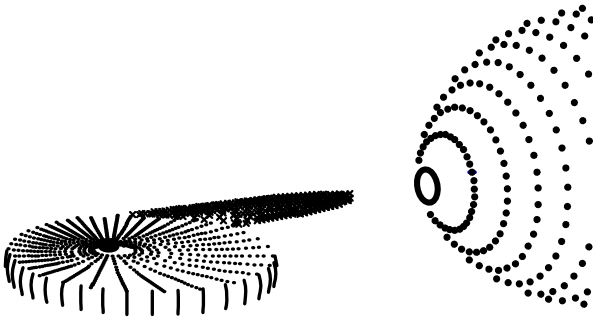


Рис. 5. Математическая модель рентгеновской двойной системы, построенная на основе трехмерных газодинамических расчетов группы Боярчука [25–27] для фазы орбитального периода  $\varphi = 0,35$ .

звезды, что имеет место для большинства рентгеновских двойных систем с ЧД, в частности для рентгеновских новых, у которых, как уже отмечалось, оптические А–М-звезды с конвективными оболочками заполняют свои полости Роша.

**3.2.3. Расстояние до системы.** Знание расстояния до системы  $d$  позволяет по видимой звездной величине оптической звезды и ее спектральному классу при известном межзвездном поглощении определить абсолютный средний радиус звезды  $R_v$ . Тогда, вписывая оптическую звезду в эквипотенциаль полости Роша двойной системы (размеры которой зависят от  $q$ ),

получаем уравнение для связи параметров  $q, \mu, i$  [106, 24]:

$$\sin i = \frac{0,38\mu}{R_v} \sqrt{\frac{GP^2 f_v(m)}{4\pi^2}} \frac{1+q}{q^{1,208}}. \quad (8)$$

В случае квазистационарных рентгеновских двойных систем с массивными О–В-спутниками оптические звезды могут недозаполнять свои полости Роша; тогда использование уравнения (8) позволяет оценить величину степени заполнения полости Роша оптической звездой  $\mu$ .

**3.2.4. Рентгеновские затмения.** Если в рентгеновской двойной наблюдаются затмения рентгеновского источника оптической звездой длительностью  $D$  (в случае, когда  $i$  близко к  $90^\circ$ ), то имеется независимое уравнение для параметров  $q, \mu, i$

$$D = D(q, \mu, i). \quad (9)$$

Таблицы длительностей затмений  $D(q, \mu, i)$  рассчитаны в рамках модели Роша как для круговой, так и для эллиптической орбит (см., например, [107]). К сожалению, пока ни у одной известной рентгеновской двойной системы с ЧД рентгеновские затмения не обнаружены ввиду относительно малых размеров оптической звезды (в случае рентгеновских новых). Из факта отсутствия рентгеновских затмений можно оценить верхний предел для наклона орбиты  $i$ .

**3.2.5. Спектроскопическая оценка массы оптической звезды  $m_v$ .** Знание точного спектрального класса и класса

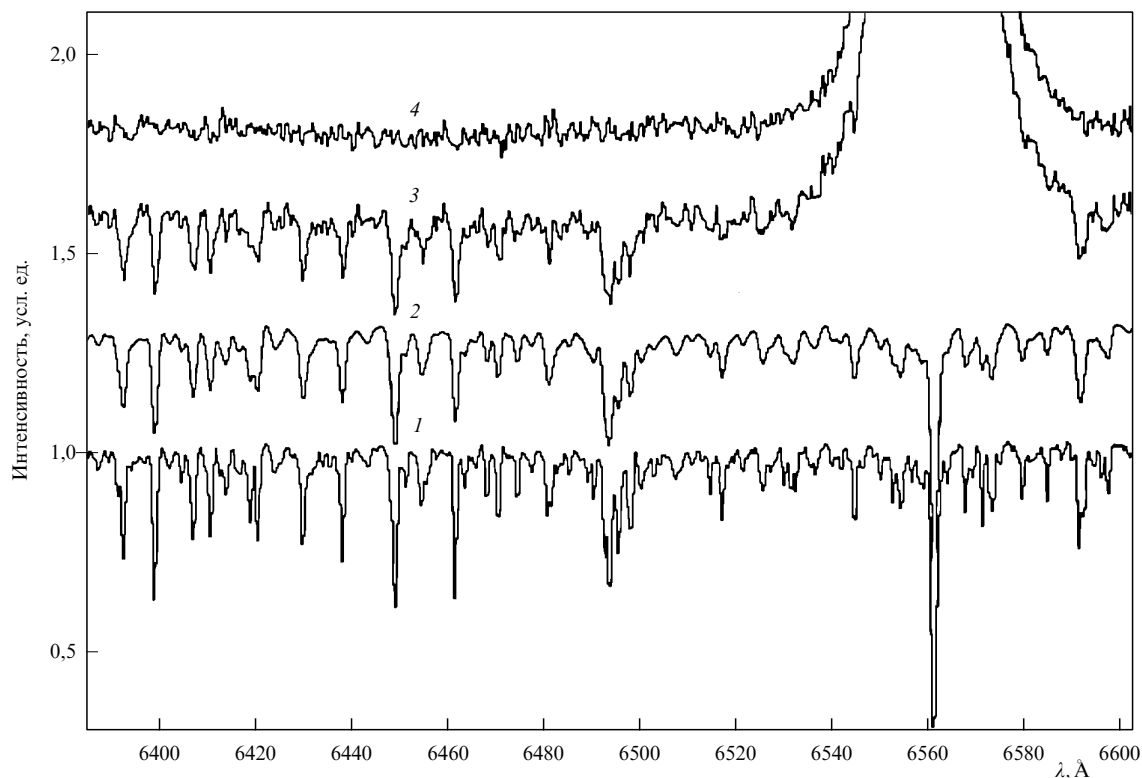


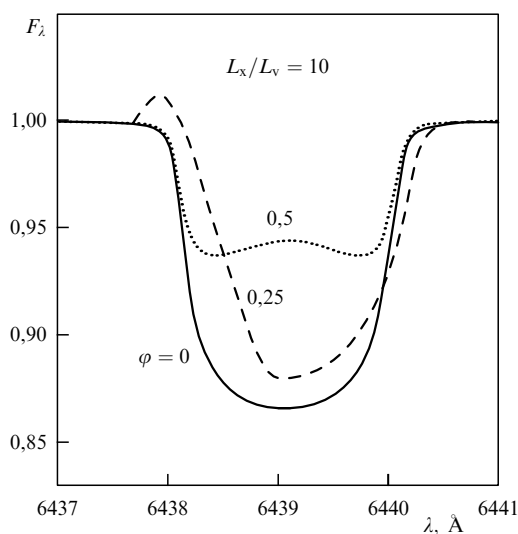
Рис. 6. Эффект вращательного уширения линий поглощения в спектре оптической K0 IV звезды у рентгеновской новой — двойной системы с ЧД V404 Cyg (из работы Казареса и Чарльза [103]): 1 — спектр звезды сравнения HR 8857 с узкими линиями; 2 — спектр звезды сравнения HR 8857, искусственно уширенный вращением ( $V_{\text{rot}} \sin i = 39,1 \text{ км с}^{-1}$ ); 3 — средний наблюдаемый спектр системы V404 Cyg; 4 — остаточный спектр после вычитания из спектра V404 Cyg уширенного вращением спектра звезды сравнения HR 8857.

светимости оптической звезды позволяет оценить ее массу  $m_v$  и при известном  $i$  из уравнения (4) найти  $m_x$  [108, 287]. Такая оценка массы  $m_v$  может быть получена лишь с точностью до фактора  $\sim 2$  [109], поэтому определяемая с помощью этого метода масса ЧД  $m_x$  может носить лишь оценочный характер. Дополнительные ограничения на параметры рентгеновской двойной системы могут быть получены из анализа переменности линейной поляризации ее оптического излучения [110].

**3.2.6. Переменность профилей линий поглощения в спектре оптической звезды.** В работе Антохиной и Черепашука [111] и Шабазы [112] предложен новый метод определения параметров рентгеновской двойной системы, основанный на изучении переменности профилей линий поглощения в спектре оптической звезды с фазой орбитального периода. Эта переменность связана с грушевидной формой оптической звезды в рентгеновской двойной системе и неоднородностью распределения температуры по ее поверхности, вызванной гравитационным потемнением и рентгеновским прогревом. Амплитуда эффекта достигает 10% от ширины профиля линии и существенно зависит от параметров  $q$  и  $i$ . Важно, что в этом методе оценка параметра  $i$  получается независимо от светимости аккреционного диска. В работе [113] выполнен учет совместного влияния эффектов эллипсоидальности и рентгеновского прогрева на профиль линии поглощения в спектре оптической звезды рентгеновской двойной системы (рис. 7).

Таким образом, знание функции масс  $f_v(m)$  позволяет при известных  $q$ ,  $i$ , определяемых уравнениями (6), (7), по формуле (5) однозначно найти массу ЧД  $m_x$ . Остальные дополнительные условия могут служить для контроля полученного значения  $m_x$ . То, что число дополнительных условий превышает число неизвестных параметров, повышает надежность определения массы ЧД.

В последнее время появились новые косвенные оценки масс ЧД в рентгеновских двойных системах, основанные на моделировании квазипериодических осцилляций рентгеновского излучения от аккрецирую-



**Рис. 7.** Совместное влияние на профиль линии поглощения в спектре оптической звезды эффектов эллипсоидальности и рентгеновского прогрева (из работы Антохиной и др. [113]). Показаны три профиля для разных фаз орбитального периода  $\varphi$ .

щих ЧД [114]. Эти оценки основаны на изучении глобальных осцилляций внутреннего края аккреционного диска в направлении к его нормали. Массы ЧД, полученные этим методом, согласуются с величинами, определенными классическим методом.

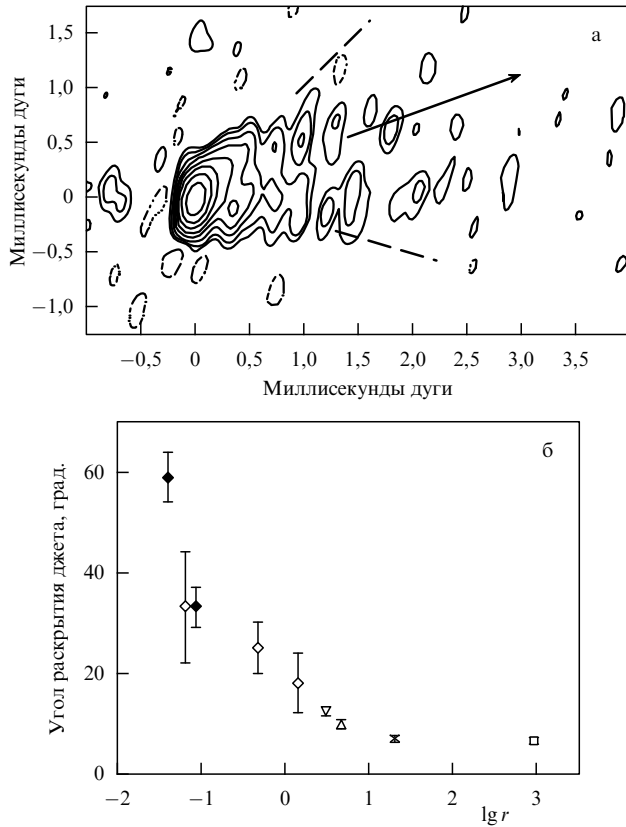
## 4. Об определении радиусов черных дыр

### 4.1. Ядра галактик

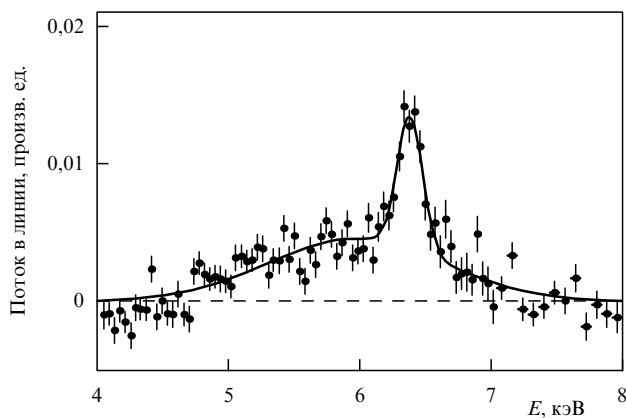
Ввиду своих огромных масс ЧД в ядрах близких галактик имеют не пренебрежимо малые угловые размеры (более  $10^{-6}$  секунды дуги), что делает перспективной задачу создания соответствующих космических интерферометров для прямых измерений радиусов ЧД или, по крайней мере, радиусов последней устойчивой орбиты (в случае шварцшильдовской ЧД радиус последней устойчивой орбиты равен  $3r_g$ ) (см., например, [115]). В частности, гравитационный радиус ЧД в ядре нашей Галактики ( $m_x = 2,6 \times 10^6 M_\odot$ ) равен  $8 \times 10^6$  км ( $11R_\odot$ ) или  $\sim 0,05$  а.е. Соответствующий угловой размер для расстояния до центра Галактики  $\sim 8$  кпк составляет  $\sim 7,1 \times 10^{-6}$  секунды дуги. Угловой размер гравитационного радиуса ЧД в ядре галактики М31 (галактика Андромеды) при массе ЧД  $m_x = 7,5 \times 10^7 M_\odot$  равен  $2,4 \times 10^{-6}$  секунды дуги. Эти величины вполне могут быть измерены следующими поколениями космических интерферометров. Например, планируемое угловое разрешение рентгеновского космического интерферометра будет достигать  $10^{-7}$  секунды дуги [115], угловое разрешение интерферометра "Радиоастрон" будет порядка  $10^{-6}$  секунды дуги в радиодиапазоне [116]. Применение таких мощных технических средств к исследованию ядер галактик в будущем даст принципиальную возможность наблюдать физические процессы вблизи горизонта событий (или по крайней мере вблизи последней устойчивой орбиты) у сверхмассивных ЧД. С помощью современных методов межконтинентальной радиоинтерферометрии удалось изучить процесс формирования коллимированного джета в галактике М87 на расстоянии  $\sim 30-100$  гравитационных радиусов [117] (рис. 8).

Применение современных методов повышения углового разрешения, включая межконтинентальные радиоастрономические наблюдения мегамазеров, позволяет дать пока лишь грубые ограничения на радиусы массивных темных тел в ядрах галактик:  $r < (10^3 - 10^4)r_g$ .

Сильные, но, к сожалению, косвенные ограничения на радиус ЧД дают наблюдения профиля эмиссионной рентгеновской  $K_\alpha$  линии железа на энергии  $\sim 6,4$  кэВ в спектрах ядер активных галактик, выполняемые с бортов рентгеновских обсерваторий ASCA, CHANDRA и XMM с высоким спектральным разрешением (см., например, [118-120]). Эта линия возникает в результате флуоресценции, возбуждаемой рентгеновским континуумом во внутренних очень плотных ( $n \sim 10^{15}$  см $^{-3}$ ), не полностью ионизованных частях аккреционного диска [119]. Релятивистские эффекты вблизи горизонта событий ЧД обуславливают красное смещение линии, специфическую асимметрию профиля линии и ее огромную ширину (до  $100\,000$  км с $^{-1}$ ). Это дает возможность получить важные указания на наличие ЧД в ядрах галактик и ограничения на радиус релятивистского объекта (рис. 9). У некоторых галактик (например, М51) в спектре ядра, по наблюде-



**Рис. 8.** (а) Изображение ядра галактики M87 на длине волны 7 мм, полученное методом глобальной радиоинтерферометрии с угловым разрешением  $0,33 \times 0,12$  миллисекунды (из статьи Джанора и др. [117]). Стрелка указывает направление крупномасштабного джета длиной в несколько килопарсек. Угол раскрытия джета вблизи ядра галактики составляет  $60^\circ$ , затем на масштабе  $30\text{--}100 r_g$  и далее, вплоть до  $1000 r_g$  ( $r_g = 2GM/c^2 = 0,0003$  пк), происходит коллимация джета до стандартного угла раскрытия в несколько градусов (1 миллисекунда дуги для M87 равна  $0,071$  пк или  $\sim 240 r_g$ ). (б) Зависимость полного угла раскрытия джета от расстояния  $r$  (в парсеках) до центральной ЧД в ядре M87 (из статьи Джанора и др. [117]). Эти данные свидетельствуют о том, что джет формируется в аккреционном диске вокруг ЧД под влиянием магнитогазодинамических процессов [117].



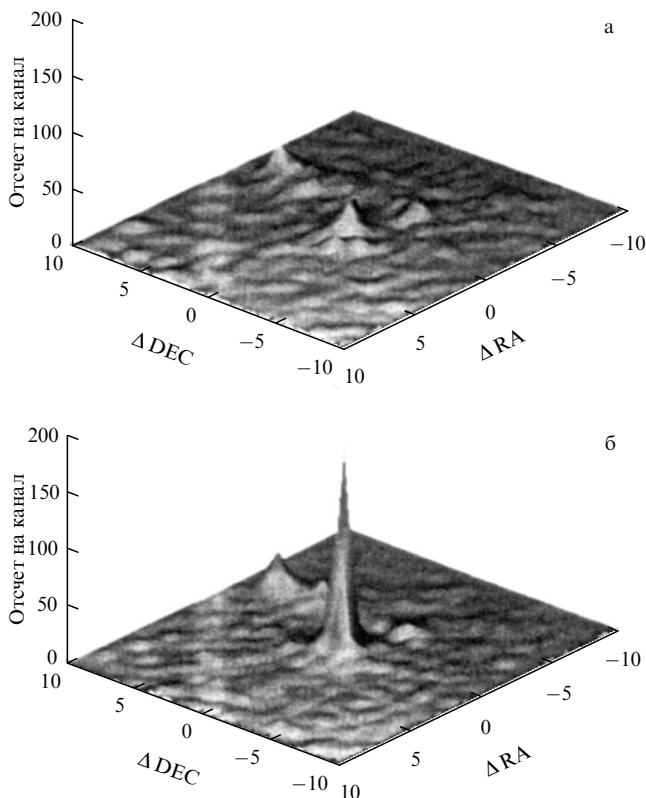
**Рис. 9.** Средний профиль рентгеновской  $K_\alpha$  линии железа на 6,4 кэВ в спектрах ядер сейфертовских галактик (из работы Нэндр и др. [119]). Узкая компонента центрирована на лабораторную энергию 6,4 кэВ (с учетом красного смещения галактик) и имеет ширину  $\sim 0,1$  кэВ. Широкая компонента сильно смещена в низкоэнергетическую часть спектра с центроидом энергии  $\sim 6,1$  кэВ и с шириной  $\sim 0,7$  кэВ; ее вклад составляет  $\sim 75\%$  от всей энергии линейчатого излучения.

ниям со спутника CHANDRA [121], обнаружена лишь узкая (полная ширина  $\sim 0,02$  кэВ) линия железа на энергии 6,45 кэВ с большой эквивалентной шириной ( $\sim 2$  кэВ). Эта линия возникает в результате флуоресценции сравнительно холодного вещества вблизи ядра галактики при освещении его жестким излучением со спектром от центрального источника [121]. Можно предполагать, что в таких случаях центральные, вращающиеся с релятивистскими скоростями части аккреционного диска экранируются краем газопылевого тора, который, как полагают, существует в окрестностях ядер активных галактик [122, 123] (см., однако, [124]). В работе [125] показано, что эмиссионная линия железа  $K_\alpha$  в ядре сейфертовской галактики I типа NGC 5548, измеренная со спутника CHANDRA, является узкой (ширина FWHM =  $4515 \text{ км с}^{-1}$ ), однако ширина этой линии, измеренная со спутника ASCA четырьмя годами ранее (1996 г.), была значительно больше. Уникальная и очень быстрая (на временах  $\sim 10^4$  с) переменность профиля  $K_\alpha$  линии излучения железа обнаружена со спутника ASCA в ядре сейфертовской галактики I типа NGC 4151 [126]. Как и в случае рентгеновских двойных систем, важная оценка радиуса ядра галактики получается из исследования ее быстрой переменности (особенно в рентгеновском диапазоне). Например, недавно открыта быстрая (в 5 раз на временах менее 10 мин) переменность ядра нашей Галактики с борта спутника CHANDRA в диапазоне 2–10 кэВ [127]. Высокое угловое разрешение  $\sim 0'',5$  позволило авторам [127] утверждать, что это быстропеременное рентгеновское излучение связано с источником Sgr A — ядром Галактики, а не со случайно проектирующейся на область ядра рентгеновской двойной звездной системой (рис. 10). Кроме того, быстрая рентгеновская переменность сопровождалась повышенной радиосветимостью ядра галактики [127], что сильно подкрепляет генетическую связь быстропеременной рентгеновской компоненты с ядром Галактики. В этом случае  $r \leq ct_{\min}$  составляет всего 20 гравитационных радиусов, что является сильным ограничением на радиус ядра Галактики.

В ядрах некоторых активных галактик наблюдается такая же быстрая переменность рентгеновского излучения. Например, в ядре сейфертовской галактики I типа Mkn 478 (PG 1440+356) по данным со спутников ROSAT и RXTE наблюдались значительные (до 50%) короткие вспышки рентгеновского излучения на временах вплоть до 500–800 с [128]. Тогда радиус ядра  $r < ct_{\min} = 1,5 \times 10^{13}$  см (для  $t_{\min} = 500$  с). Поскольку масса ЧД в ядре этой галактики, определенная фотоионизационным методом, составляет  $6 \times 10^7 M_\odot$  [128], соответствующий гравитационный радиус равен  $1,8 \times 10^{13}$  см. Отсюда авторы делают вывод, что в ядре этой галактики находится керровская ЧД с радиусом горизонта событий  $0,5 r_g = 0,9 \times 10^{13}$  см. Возможно также, что сверхбыстрая рентгеновская переменность здесь связана с эффектами релятивистского биминга — направленного на наблюдателя излучения от плазмы, движущейся с релятивистской скоростью.

Другая возможность оценки радиуса ЧД связана с изучением редких рентгеновских транзитных явлений в ядрах спокойных галактик (см., например, [129–136]). Всего к настоящему времени насчитывается пять транзитных ядер галактик [134]. Среди них — галактика NGC 5905, в ядре которой наблюдалась вспышка рент-





**Рис. 10.** Два изображения центра нашей Галактики в рентгеновских лучах (диапазон (2–8) кэВ,  $\Delta DEC$  и  $\Delta RA$  измерены в секундах дуги), показывающие сильную и быструю переменность рентгеновской светимости галактического ядра. Это свидетельствует о его малых размерах ( $\leq 20 r_g$ ). Изображения получены обсерваторией CHANDRA 21.09.1999 (а) и 26–27.10.2000 (б) с угловым разрешением  $\sim 0''{,}5$ , что соответствует 0,02 пк (из статьи Бэгановф и др. [127]).

геновской светимости амплитудой до 170 раз на временах порядка нескольких лет. При этом сопутствующая оптическая вспышка в континууме не зафиксирована, а обнаружены лишь слабые изменения в эмиссионных линиях, связанные с воздействием рентгеновской вспышки на газовые облака, окружающие ядро галактики. Наиболее подходящий сценарий для объяснения таких рентгеновских транзиентов — приливное разрушение звезд около ЧД в ядре галактики, предсказанное Рисом [137, 138]. При пролете звезды вблизи сверхмассивной ЧД последовательно происходят следующие явления: приливная деформация звезды, ее разрушение, выпадение части вещества звезды на ЧД с последующим захватом и, соответственно, гравитационным энерговыделением (см., например, [139, 140]). Частота приливного разрушения звезд вблизи сверхмассивной ЧД в ядре галактики составляет 1 звезду за  $10^4$  лет на 1 среднюю галактику. Поскольку температура соответствующего транзитного аккреционного диска на трех  $r_g$  равна  $\sim 3 \times 10^5$  К, основное энерговыделение происходит в жестком ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах. При пролете одной звезды количество аккрецируемого вещества  $\leq 1 M_\odot$  [134]. Те звезды вблизи сверхмассивной ЧД, которые не испытали полного приливного разрушения, в результате огромных приливных возмущений могут оказаться звездами с быстрым осевым вращением, сильным перемешиванием

и интенсивной потерей массы, что обуславливает их аномальные наблюдаемые характеристики [141].

#### 4.2. Рентгеновские двойные

Прямые измерения гравитационных радиусов ЧД звездной массы вряд ли будут возможны даже в будущих космических экспериментах, поскольку угловой размер ЧД массой  $10 M_\odot$ , расположенной от Земли на расстоянии 1 кпк, составляет ничтожно малую величину  $\sim 2 \times 10^{-10}$  секунды. Кроме того, ввиду высокой плотности вещества во внутренних частях аккреционного диска окрестности ЧД звездной массы могут быть, в принципе, ненаблюдаемы. Поэтому для оценки радиусов ЧД звездной массы применяют косвенные методы.

Наиболее простой и надежный метод оценки радиуса ЧД основан на определении минимального времени переменности рентгеновской светимости. Например, в системе Cyg X-1 минимальное время рентгеновской переменности в низком состоянии системы, когда рентгеновский спектр жесткий и степенной, составляет  $t_{\min} \cong 10^{-3}$  с [142]. Тогда оцениваются характерные размеры источника

$$r < ct_{\min} = 300 \text{ км} = 10 r_g.$$

Впервые на важность изучения быстрой переменности аккрецирующих ЧД было указано в работах Шварцмана [143] и Сюняева [144].

Принципиально важной информацией о компактности объекта являются рентгеновская светимость и спектр рентгеновского излучения, формируемого при аккреции. Из теории дисковой аккреции [14–17] следует, что в случае аккрецирующей ЧД может выделяться гигантская мощность в рентгеновском диапазоне:

$$L_x = 0,057 \dot{M} c^2 = 3 \times 10^{36} \frac{\dot{M}}{10^{-9} M_\odot / \text{год}} \text{ эрг с}^{-1}$$

для шварцшильдовской ЧД,

$$L_x = 0,42 \dot{M} c^2 = 3 \times 10^{37} \frac{\dot{M}}{10^{-9} M_\odot / \text{год}} \text{ эрг с}^{-1}$$

для керровской ЧД.

При этом рентгеновский спектр степенной с экспоненциальным завалом на высоких энергиях.

К сожалению, отличить по рентгеновской светимости ЧД от НЗ невозможно, поскольку темп аккреции вещества на релятивистский объект  $\dot{M}$  точно не известен. Кроме того, в теории адвекционно-доминированного (ADAF) диска [35, 36] подавляющая часть энергии, выделяемой при аккреции, запасается в горячих ионах, которые не успевают передать ее электронам и уносят тепловую энергию под горизонт событий ЧД. Наблюдения рентгеновской линии железа на энергии 6,4 кэВ в системе Cyg X-1, выполненные со спутника ASCA с разрешением  $\Delta E/E \approx 2\%$  [145], показали, что эта линия присутствует во всех фазах орбитального периода рентгеновской двойной системы, имеет малую полную ширину ( $< 0,2$  кэВ) и эквивалентную ширину  $\sim 10–30$  эВ. По-видимому, эта линия формируется во внешних частях аккреционного диска, где присутствуют ионы FeXI [145]. Поэтому получить существенные ограничения на радиус ЧД с помощью этой линии не представляется возможным.

В заключение напомним, что у аккрецирующих ЧД не должно наблюдаться феномена рентгеновского пульсара и рентгеновского барстера 1-го типа, поскольку согласно ОТО они не обладают наблюдаемыми твердыми поверхностями.

## 5. Сверхмассивные черные дыры в ядрах галактик

Галактики в большинстве случаев имеют в центральных частях компактные сгущения звезд и газа, которые принято называть ядрами (см., например, [146, 147]). Обычно ядра хорошо наблюдаются в спиральных галактиках и трудно различимы в неправильных. Среди галактик выделяется сравнительно немногочисленная ( $\sim 1\%$  от общего числа) группа галактик с активными ядрами. В активных ядрах галактик происходят мощные нестационарные процессы, приводящие к высокой светимости ядер в рентгеновском, ультрафиолетовом и радиодиапазонах. Хотя галактики с активными ядрами сравнительно малочисленны, их изучение принципиально важно для выяснения природы галактических ядер.

Галактики с активными ядрами принято разделять на четыре основных типа: сейфертовские, радиогалактики, лацертиды и квазары. Сейфертовские галактики в большинстве случаев представляют собой спиральные галактики с яркими ядрами, светящимися в непрерывном спектре, а также в сильных и широких линиях излучения водорода, гелия и других элементов [44, 65, 66, 73]. В спектрах ядер сейфертовских галактик I типа наблюдаются широкие разрешенные и узкие запрещенные линии излучения, в спектрах ядер сейфертовских галактик II типа и разрешенные линии, и запрещенные линии излучения — узкие (ширина  $< 1000 \text{ км с}^{-1}$ ). Радиогалактики — в большинстве своем эллиптические и обладают мощным радиоизлучением, превышающим по мощности их оптическое излучение. Лацертиды, получившие свое название от объектов типа VL Лацерты, характеризуются отсутствием линий в спектре, сильной оптической переменностью, амплитудой до пяти звездных величин (изменение светимости до 100 раз), переменным умеренным радиоизлучением и значительной поляризацией излучения. Квазары также представляют собой очень активные ядра весьма удаленных гигантских (диаметром около 50 кпк) галактик с красным смещением от  $z = 0,04$  до  $z = 4-6$ . Красное смещение знаменитого квазара 3C 273, источника радиоизлучения, составляет  $z = 0,158$  (соответствующее расстояние 630 Мпк или около 2 млрд световых лет). Квазары — самые мощные по стационарному излучению объекты во Вселенной. Их полная светимость, включая радио-, инфракрасный, рентгеновский и гамма-диапазоны, достигает  $10^{47}-10^{48} \text{ эрг с}^{-1}$ , что на три порядка превышает светимость родительской галактики. Наконец, так называемые лайнеры замыкают диапазон светимостей активных галактических ядер со стороны низких значений. Это галактики, в спектрах ядер которых наблюдаются узкие (в несколько сотен  $\text{км с}^{-1}$ ) линии излучения, подобные линиям зон III. Светимость ядер лайнеров  $\sim 10^{41}-10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$  и, возможно, ниже. Недавно с борта рентгеновской обсерватории CHANDRA у многих лайнеров обнаружены рентгеновские источники в ядрах со светимостью от  $10^{38}$  до  $10^{41} \text{ эрг с}^{-1}$  [148].

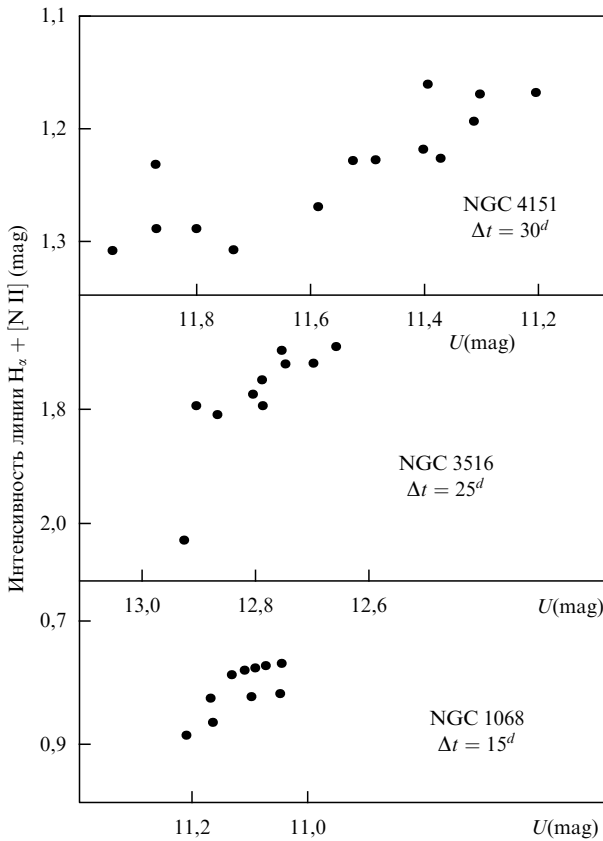
Все галактики с активными ядрами обладают переменностью оптического излучения их ядер на временах от нескольких суток до многих лет [149–153]. По максимальной скорости переменности (минимальному времени переменности  $t_{\min}$ ) оценивается характерный размер излучающей области  $r \leq ct_{\min}$ , который составляет ( $3 \times 10^{15}-10^{17}$ ) см, т.е. менее 0,1 пк. Ввиду столь малого объема, в котором выделяется гигантская энергия, требуется привлечение особых механизмов энерговыделения. Одним из таких механизмов принято считать аккрецию вещества звезд и газа на сверхмассивную ЧД, расположенную в ядре галактики (см., например, [41–43, 45]). Поскольку эффективность энерговыделения при аккреции на два порядка выше, чем при ядерных реакциях, механизм аккреции на ЧД в последние годы наиболее часто применяется для объяснения гигантской светимости квазаров и ядер активных галактик (см., например, [43, 154, 122, 155]). У многих ядер активных галактик и квазаров наблюдаются сильно коллимированные выбросы вещества, движущегося с релятивистскими скоростями (джеты) [156]. Размеры джетов достигают десятков килопарсек, что больше размеров галактик. Принято считать, что происхождение джетов связано с магнитогидродинамическими процессами во внутренних частях аккреционного диска вокруг сверхмассивной ЧД или с быстрым вращением самой ЧД (см., например, [43, 157–162]).

### 5.1. Массы сверхмассивных черных дыр в ядрах активных галактик

Первые оценки масс сверхмассивных ЧД ( $m_x > 10^8 M_{\odot}$ ) в ядрах наиболее активных галактик (квазарах) были выполнены Зельдовичем и Новиковым [41] с применением формулы для эддингтоновского предела (3). В дальнейшем были оценены массы ядер сейфертовских галактик по профилям и интенсивностям эмиссионных линий в их спектрах с использованием фотоионизационной модели ядерной области (Дибай [44, 65, 66]). В настоящее время общепризнано (см., например, [82, 88, 163]), что наиболее надежные и модельно независимые оценки масс сверхмассивных ЧД в ядрах активных галактик получаются с использованием эмиссионного линейчатого спектра ядер и эффекта запаздывания переменности эмиссионных линий относительно переменности континуума. Об открытии этого эффекта сообщалось в [79].

Почти одновременно с открытием переменности ядер сейфертовских галактик в непрерывном спектре [149–151] появились сообщения о переменности эмиссионных линий в спектре ядра сейфертовской галактики NGC 3516 (Андрейя и Суфрен, [164]): за 25 лет линия водорода H $\beta$  почти полностью исчезла. За три года до этого появились публикации о переменности эмиссионных линий в спектрах некоторых квазаров [165, 166]; в частности, резонансная линия MgII в спектре квазара 3C 345 значительно изменилась за время порядка года (Дибай и Есипов [165]). Сообщения о переменности блеска квазаров 3C 273 и 3C 48 появились в 1963 г. [167, 168].

В августе 1970 г. на 125-сантиметровом рефлекторе Крымской станции ГАИШ Лютый и Черепашук начали узкополосные ( $\Delta\lambda \cong 100 \text{ \AA}$ ) фотоэлектрические наблюдения ядер трех сейфертовских галактик (NGC 4151, 3516, 1068) в области, включающей эмиссионную линию H $\alpha$  + [NII] и в соседнем континууме [77–81]. Наблюдения



**Рис. 11.** Корреляции между интенсивностями эмиссионной линии  $H_{\alpha} + [NII]$  и непрерывного спектра в ядрах сейфертовских галактик NGC 4151, 3516, 1068 при учете времени запаздывания  $\Delta t$  переменности линии относительно континуума (из работы Черепашука и Лютогого [79]).

ния велись по методике исследования переменных звезд с привязкой к звезде сравнения, что позволило измерять абсолютную интенсивность эмиссии  $H_{\alpha} + [NII]$ . Была обнаружена быстрая (на временах 5–15 сут) переменность интенсивности линии  $H_{\alpha}$  с амплитудой 15–35%, которая запаздывала относительно переменности непрерывного спектра на время  $\Delta t = 15–30$  сут [79] (рис. 11, см. также рис. 2). Линии излучения водорода в ядрах сейфертовских галактик I типа состоят из двух компонент [73]: узкой (шириной несколько сотен  $\text{км с}^{-1}$ ) и широкой (ширина несколько тысяч  $\text{км с}^{-1}$ ). Плотность вещества в области формирования широкой компоненты эмиссионных линий выше [73], и быстрая переменность здесь более вероятна. Поэтому, как отмечалось в [79], за быструю переменность ответственна широкая компонента линии  $H_{\alpha}$ . Время запаздывания  $\Delta t$  было интерпретировано в [77–81] как время, обусловленное пролетом жесткого ионизирующего излучения, испускаемого центральным источником, до высокоскоростных газовых облаков, излучающих широкую компоненту линий водорода. Тогда легко оценить расстояние  $r$  высокоскоростных газовых облаков от центра ядра галактики:  $r \cong c\Delta t$  [79, 80]. Точное значение величины  $r$  по наблюдаемому времени запаздывания  $\Delta t$  получается из решения задачи об исследовании структуры области возбуждения и ионизации высокоскоростных газовых облаков под действием облучения их жестким излучением центрального источника [169, 170, 74–76]. На основе решения этой задачи развит широко применяемый ныне метод эхокар-

тирования (reverberation mapping метод) [75], позволяющий определить величину  $r$  по наблюдаемому времени запаздывания  $\Delta t$ . Связь между кривой блеска  $L(t)$  ядра галактики и интенсивностью эмиссионной линии  $I(t)$  может быть записана в виде [75]

$$I(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(\tau) L(t - \tau) d\tau,$$

где  $\psi(\tau)$  — усредненная по скоростям передаточная функция, которая зависит от геометрии области формирования широкой компоненты эмиссионной линии, угла зрения и излучательной способности в частотах линии. Кросс-корреляция между кривой блеска в континууме и кривой изменения интенсивности эмиссионной линии выражается соотношением

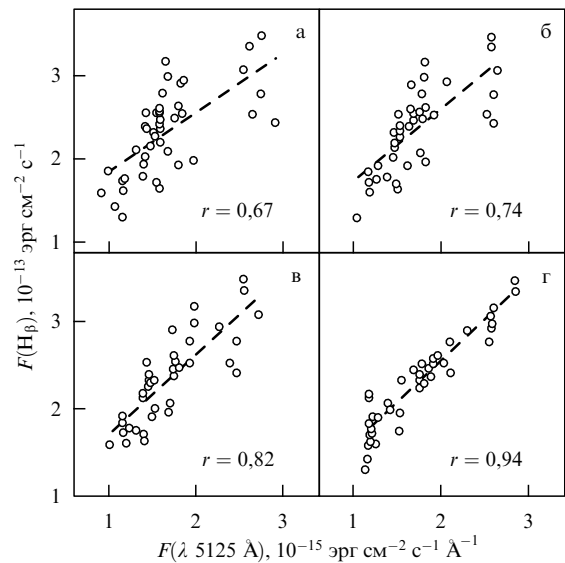
$$CC(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(\tau') AC(\tau' - \tau) d\tau',$$

где  $AC$  — автокорреляционная функция для континуума. Как показано в [82], центроид кросс-корреляционной функции  $\tau_{\text{cent}}$  дает размер  $c\tau_{\text{cent}}$ , отражающий средне-взвешенный по интенсивности излучения в линии радиус области формирования линии. Масса центрального объекта  $M_{\text{rev}}$  определяется как [88]

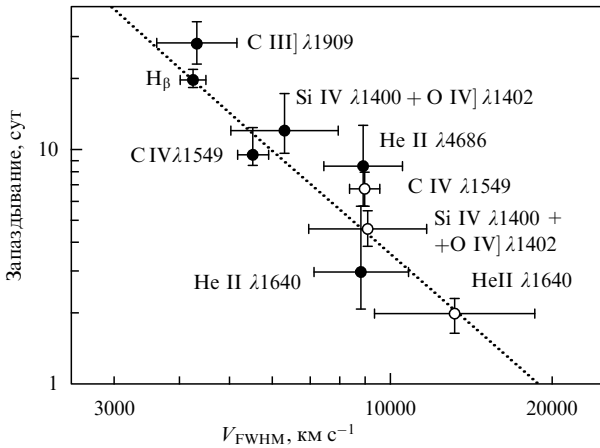
$$M_{\text{rev}} \approx (1,45 \times 10^5 M_{\odot}) \left( \frac{c\tau_{\text{cent}}}{\text{светов. день}} \right) v_{\text{rms},3}^2, \quad (10)$$

где  $v_{\text{rms},3} = v_{\text{FWHM}}(\text{rms}) \times 10^{-3} \text{ км с}^{-1}$ . Здесь  $v_{\text{FWHM}}(\text{rms})$  — полная ширина по половинной интенсивности переменной части профиля эмиссионной линии.

Быстрая переменность интенсивностей эмиссионных линий и эффект запаздывания переменности линий относительно континуума в спектрах ядер сейфертовских галактик были подтверждены в последующих работах многих авторов (см., например, [84–86, 171, 172, 87, 82, 88, 83, 174, 173]) (рис. 12). Более того,



**Рис. 12.** Корреляции между интенсивностью эмиссионной линии  $H_{\beta}$  и континуума ( $\lambda = 5125 \text{ \AA}$ ) в спектре ядра сейфертовской галактики 3C 390.3, построенные для разных времен запаздывания  $\Delta t = 0, 20, 40$  и 100 сут (рисунки а, б, в, г соответственно). Приведены соответствующие значения коэффициентов корреляции  $r$ . Наилучшая корреляция получается для  $\Delta t = 100$  сут (из статьи Шаповаловой и др. [174]).



**Рис. 13.** Антикореляция времен запаздывания между переменностью различных эмиссионных линий и континуума и ширинами линий в соответствии с вириальным соотношением  $v \sim r^{-1/2}$ . Галактика NGC 5548. Пунктирная линия соответствует вириальной массе ядра галактики  $m_x = 6,8 \times 10^7 M_\odot$  (из работы Петерсона и Вэндела [83]).

оказалось, что время запаздывания  $\Delta t$  для линий с более высокими потенциалами ионизации меньше, чем для линий с низкими потенциалами ионизации [83, 86]. Это говорит о стратификации излучения в линиях и подтверждает фотоионизационную модель ядерной области, предложенную в пионерских работах Зельдовича и Новикова [41], Шкловского [71], Бакалла и Козловского [72]. К настоящему времени проверка надежности метода оценки массы ядра галактики по времени запаздывания  $\Delta t$  выполнена двумя независимыми способами [83, 88].

1. Для одной и той же галактики NGC 5548 в фиксированный момент времени (усреднение за 1 год наблюдений) времена запаздывания  $\Delta t$  и ширины  $v$  для линий с разными потенциалами ионизации (Si IV  $\lambda 1400 + O IV \lambda 1402$ , C IV  $\lambda 1546$ , C III  $\lambda 1909$ , He II  $\lambda 1640$ , He II  $\lambda 4686$ , H $\beta$   $\lambda 4861$ ) антикоррелируют в соответствии с кеплеровским законом  $v \sim r^{-1/2}$  (рис. 13), так что значения массы ядра получаются одинаковыми для разных линий (в пределах ошибок определения):

$$m_x^{(1)} = 6,8 \times 10^7 M_\odot.$$

И это несмотря на то, что величины  $\Delta t$  для разных линий меняются от  $\sim 2$  до  $\sim 30$  сут, а величины  $v$  — от  $\sim 4000$  до  $\sim 13000$  км с $^{-1}$  (!).

2. Для данной галактики и одной и той же линии время запаздывания  $\Delta t$  от года к году меняется из-за нестационарных процессов в ядерной области. Оказалось, что несмотря на то, что, например для линии H $\beta$  в галактике NGC 5548,  $\Delta t$  в течение 6 лет меняется от  $\sim 11$  до  $\sim 20$  сут, а ширина переменной части линии  $v$  — от  $\sim 4300$  до  $\sim 6900$  км с $^{-1}$  [83], средние за год величины  $\Delta t$  и  $v$  антикоррелируют в соответствии с кеплеровским законом  $v \sim r^{-1/2}$ , а соответствующие значения массы ядра совпадают в пределах ошибок определения [83, 88]:

$$m_x^{(2)} = (6,1 \pm 2) \times 10^7 M_\odot.$$

Замечательно то, что величины  $m_x^{(1)}$  и  $m_x^{(2)}$  хорошо согласуются между собой. В работе [89] показано, что силы гравитационного притяжения, действующие в ядре

активной галактики на газ, излучающий в линиях, много больше, чем силы давления радиации, что также обосновывает применимость метода эхокартирования для оценок масс ЧД в ядрах активных галактик. Все это свидетельствует о том, что метод оценки массы ядра галактики по эффекту запаздывания переменности линии относительно континуума [79] опирается на прочный базис. Как впервые отмечено Фабрикой [169], изучение переменности профиля широкой компоненты линии излучения в ядре сейфертовской галактики по отношению к переменности континуума дает принципиальную возможность для восстановления модели распределения и движения газовых облаков, окружающих центральную часть ядра (см. также [75, 76], где выполнены соответствующие детальные расчеты). В работе [174] показано, что в случае галактики 3C 390.3 потоки в красном и синем крыльях линии H $\beta$  и в ядре этой линии изменяются одновременно, что свидетельствует о том, что газовые облака, формирующие излучение в этой линии, двигаются преимущественно по круговым орбитам вокруг центральной ЧД, т.е. формируются в дискообразной оболочке, а не в сферически-симметрично истекающем ветре ядра. Согласно [174] после значительных вспышек континуума ядра галактики 3C 390.3 меняется характерное время запаздывания переменности излучения в линии по отношению к переменности континуума, что говорит об изменении условий освещения и геометрии распределения газовых облаков относительно ядра. Как отмечено в [175], для надежного определения массы центральной ЧД методом эхокартирования необходимо знать угол наклона диска ядерной области галактики к картинной плоскости. Согласно [176, 177] большие изменения континуума в ядрах сейфертовских галактик (например, NGC 4151, 3C 390.3) могут приводить даже к практически полному исчезновению широкой компоненты эмиссионных линий и переходу типа галактики от Sy 1 к Sy 2 и обратно. Сложный характер переменности широкой компоненты эмиссионных линий по отношению к континууму для ядра галактики NGC 4151 описан в недавней работе Сергеева и др. [178].

В работе [179] исследована рентгеновская и оптическая переменность ядра галактики Сейферта I типа NGC 4051. Показано, что быстрая переменность в рентгеновском диапазоне не проявляется в оптическом континууме, однако переменность рентгеновского потока, усредненная за интервалы времени в несколько недель, коррелирует с переменностью континуума.

В последние годы развернута широкая международная кампания по мониторингу спектральной переменности ядер активных галактик (описание некоторых программ см., например, в [88, 180–183, 174]). Время запаздывания  $\Delta t$  измерено для 19 объектов: 17 ядер сейфертовских галактик I типа и двух квазаров [50, 88]. В таблице 1, заимствованной из работы [88], приведены результаты измерения масс ЧД в ядрах активных галактик по времени запаздывания  $\Delta t$  переменности линий относительно континуума. Видно, что времена запаздывания  $\Delta t$  для линий H $\beta$  меняются для разных галактик от  $\sim 3$  до  $\sim 100$  сут; соответствующие скорости газовых облаков  $v$ , определяемые по переменной части эмиссии H $\beta$ , изменяются от  $\sim 5000$  до  $\sim 3000$  км с $^{-1}$ . При этом диапазон скоростей  $v$  для разных галактик составляет примерно 1200–10000 км с $^{-1}$ . Массы ядер активных галактик, определенные по времени запаздывания  $\Delta t$ ,

**Таблица 1.** Массы сверхмассивных ЧД в ядрах активных галактик, определенные методом эхокартирования\* [88]

Название объекта	$V_{\text{FWHM}}^{\text{H}\beta}$ (mean), км с <sup>-1</sup>	$V_{\text{FWHM}}^{\text{H}\beta}$ (rms), км с <sup>-1</sup>	Запаздывание $\tau_{\text{cent}}$ , сут	$M_{\text{чд}}$ , $10^7 M_{\odot}$
3C 120	1910	2210 ± 120	43,8 <sup>+27,7</sup> <sub>-20,3</sub>	3,1 <sup>+2,0</sup> <sub>-1,5</sub>
3C 390.3**	10000	10500 ± 800	24,2 <sup>+6,7</sup> <sub>-8,4</sub>	39,1 <sup>+12</sup> <sub>-15</sub>
Akn 120	5800	5850 ± 480	38,6 <sup>+5,3</sup> <sub>-6,5</sub>	19,3 <sup>+4,1</sup> <sub>-4,6</sub>
F9	5780	5900 ± 650	17,1 <sup>+3,5</sup> <sub>-8,0</sub>	8,7 <sup>+2,6</sup> <sub>-4,5</sub>
IC 4329A	5050	5960 ± 2070	1,4 <sup>+3,4</sup> <sub>-2,9</sub>	< 0,73
Mrk 79	4470	6280 ± 850	18,1 <sup>+4,9</sup> <sub>-8,6</sub>	10,5 <sup>+4,0</sup> <sub>-5,7</sub>
Mrk 110	1430	1670 ± 120	19,5 <sup>+6,5</sup> <sub>-6,8</sub>	0,80 <sup>+0,29</sup> <sub>-0,30</sub>
Mrk 335	1620	1260 ± 120	16,8 <sup>+5,2</sup> <sub>-3,3</sub>	0,39 <sup>+0,14</sup> <sub>-0,11</sub>
Mrk 509	2270	2860 ± 120	79,3 <sup>+6,5</sup> <sub>-6,2</sub>	9,5 <sup>+1,1</sup> <sub>-1,1</sub>
Mrk 590	2470	2170 ± 120	20,5 <sup>+4,5</sup> <sub>-3,0</sub>	1,4 <sup>+0,3</sup> <sub>-0,3</sub>
Mrk 817	4490	4010 ± 180	15,5 <sup>+4,3</sup> <sub>-3,5</sub>	3,7 <sup>+1,1</sup> <sub>-0,9</sub>
NGC 3227	4920	5530 ± 490	10,9 <sup>+5,6</sup> <sub>-10,9</sub>	4,9 <sup>+2,7</sup> <sub>-5,0</sub>
NGC 3783	3790	4100 ± 1160	4,5 <sup>+3,6</sup> <sub>-3,1</sub>	1,1 <sup>+1,1</sup> <sub>-1,0</sub>
NGC 4051	1170	1230 ± 60	6,5 <sup>+6,6</sup> <sub>-4,1</sub>	0,14 <sup>+0,15</sup> <sub>-0,09</sub>
NGC 4151	5910	5230 ± 920	3,0 <sup>+1,8</sup> <sub>-1,4</sub>	1,2 <sup>+0,8</sup> <sub>-0,7</sub>
NGC 5548	6300	5500 ± 400	21,6 <sup>+2,4</sup> <sub>-0,7</sub>	6,8 <sup>+1,5</sup> <sub>-1,0</sub>
NGC 7469	3000	3220 ± 1580	5,0 <sup>+0,6</sup> <sub>-1,1</sub>	0,76 <sup>+0,75</sup> <sub>-0,76</sub>
PG 0804 + 762	3090	3870 ± 110	100 <sup>+16,3</sup> <sub>-19,8</sub>	21,9 <sup>+3,8</sup> <sub>-4,5</sub>
PG 0953 + 414	2890	3140 ± 350	107,1 <sup>+71,2</sup> <sub>-58,0</sub>	15,5 <sup>+10,8</sup> <sub>-9,1</sub>

\* Здесь  $V_{\text{FWHM}}^{\text{H}\beta}$  (mean) — полная ширина по половинной интенсивности среднего профиля широкой компоненты линии излучения водорода  $\text{H}\beta$ ,  $V_{\text{FWHM}}^{\text{H}\beta}$  (rms) — полная ширина по половинной интенсивности переменной части широкой компоненты линии излучения водорода  $\text{H}\beta$ ,  $\tau_{\text{cent}}$  — характерное время запаздывания переменности широкой компоненты линии излучения водорода  $\text{H}\beta$  относительно переменности непрерывного спектра,  $M_{\text{чд}}$  — масса центральной ЧД.

\*\* В работе Шаповаловой и др. [174] на основе долговременного оптического мониторинга 3C 390.3 определены новые значения:  $\tau_{\text{cent}} = 100^d$ ,  $M_{\text{чд}} = 2,1 \times 10^9 M_{\odot}$ .

лежат в пределах  $\sim (0,1-40) \times 10^7 M_{\odot}$ . Значения вириальных масс ядер, найденные по эффекту запаздывания, согласуются с вириальными массами, определенными на основе фотоионизационной модели ядра [88]. В последнем случае не требуются длительные наблюдения переменности ядра галактики, а величина  $r$ , характеризующая радиус области, излучающей широкую компоненту линий, определяется из фотоионизационной модели ядерной области путем сравнения наблюдаемого абсолютного спектрального распределения с теоретическим [44, 65, 66, 88, 184]. Калибровочное соотношение между фотоионизационными массами ядер активных галактик  $M_{\text{ph}}$  и массами ядер  $M_{\text{rev}}$ , найденными по эффекту запаздывания  $\Delta t$ , выглядит следующим образом [88]:

$$\lg \frac{M_{\text{rev}}}{M_{\odot}} = (0,93 \pm 0,07) \lg \frac{M_{\text{ph}}}{M_{\odot}} + (0,70 \pm 0,53). \quad (11)$$

Соотношение (11) позволяет проводить определения масс ядер для большого числа активных галактик, что важно для выявления связи между массой центральной ЧД, светимостью ядра и массой балджа галактики [44, 88, 184, 163]. В работе [88] из сравнения результатов, полученных двумя методами (фотоионизационный метод и метод эхокартирования), оценена светимость ионизирующей радиации в ядрах активных галактик, которая в 10 раз превосходит светимость ядра в видимых лучах. Отношение светимости ионизирующей

радиации к эддингтоновской светимости оказалось равным

$$\frac{L_{\text{ion}}}{L_E} \approx 0,01-0,3.$$

Существует статистически значимая корреляция между массой ядра активной галактики и его светимостью в видимых лучах  $L_v$  ( $\lambda = 5100 \text{ \AA}$ ) [88]:

$$\lg \frac{M}{M_{\odot}} = (0,77 \pm 0,07) \lg L_{44} + (7,92 \pm 0,04), \quad (12)$$

где  $L_{44} = L_v / (10^{44} \text{ эрг с}^{-1})$ . Сравнение статистических характеристик измерений масс ядер галактик, выполненных динамическим методом и по эффекту запаздывания, показало хорошее согласие [185–187]. В работе [163] проведено сравнение наиболее надежных значений масс ядер активных галактик, определенных по времени запаздывания  $\Delta t$ , с массами балджей галактик (балдж — сферическое сгущение звезд старого поколения в центральной части галактики). Показано, что существует корреляция между массой ЧД в ядре активной галактики и массой ее балджа: масса ЧД в среднем возрастает с увеличением массы балджа, причем отношение массы ЧД к массе балджа составляет  $10^{-3,5}$ . Это примерно в 20 раз меньше, чем для нормальных галактик и ярких квазаров. В недавно опубликованной работе [188] пока-

зано, что существует единая связь между массой ЧД и массой балджа галактики как для нормальных галактик, так и для активных галактик и квазаров:  $M_{\text{bh}} = 0,0012M_{\text{bulge}}$ .

## 5.2. Массы сверхмассивных черных дыр в ядрах "нормальных" галактик

В случае "нормальных" галактик (у которых оптические проявления ядра невелики по сравнению со звездной компонентой галактики) можно непосредственно наблюдать движущиеся звезды и газ вблизи ядра. Это дает возможность получить наиболее надежные оценки масс ЧД.

### 5.2.1. Определение массы ЧД по наблюдаемым скоростям вращения окружающего газа.

С борта космического телескопа Хаббла с высоким угловым разрешением в несколько сотых секунды в последние годы были открыты газопылевые диски вокруг ядер многих галактик, вращающиеся по кеплеровскому закону (см., обзор [189] и ссылки в нем). Радиусы этих структур лежат в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен парсек (рис. 14).

Наблюдая распределение лучевых скоростей  $v_r$  путем исследования доплеровских смещений линий излучения по проекции диска на картинную плоскость, убеждаются в кеплеровском законе вращения вещества диска и определяют наклонение  $i$  оси диска к лучу зрения (см., например, [190–192]). Тогда масса  $M(r)$ , заключенная внутри объема радиусом  $r$ , оценивается однозначно по

формуле, аналогичной формуле (1) при  $\eta = 1$ :

$$M(r) = \frac{rv_r^2}{G \sin^2 i}. \quad (13)$$

Возможность прямого наблюдения околоядерной области позволяет также оценить отношение массы к светимости  $M(r)/L(r)$  ( $M$  и  $L$  — в солнечных единицах) и сравнить его с соответствующей величиной для внешних частей галактики ( $M/L_v \cong 1-10$  [146]).

Первой галактикой, околоядерный газопылевой диск которой использовался для определения массы ядра, была галактика М87 с ярким и протяженным джетом. Форд и др. [191] открыли дискообразную спиральную газопылевую структуру, окружающую ядро М87. Радиус этой структуры  $\sim 1''$ , что при расстоянии до М87 15 Мпк соответствует 73 пк. Масса ионизованного газа в этом диске составляет  $\sim 4 \times 10^3 M_\odot$ , а его ось наклонена к лучу зрения на угол  $i \cong 42^\circ$ , причем плоскость диска перпендикулярна направлению джета. Спектры, полученные в разных частях диска (Хэрмс и др. [190]), показали, что он вращается по кеплеровскому закону, причем лучевые скорости в двух диаметрально противоположных точках диска равны  $\pm 500 \text{ км с}^{-1}$  на расстоянии  $0'',25$  (18 пк) от ядра. Эти результаты подтверждены более детальными спектральными наблюдениями с лучшим угловым разрешением  $0'',05$ , или 3,5 пк (Маккетто и др. [192]) (рис. 15). Была построена детальная кривая вращения для диска, которая во внутренних частях хорошо описывается кеплеровским законом. Угол наклона оси диска к лучу зрения, оцененный независимо из спектральных наблюдений, составляет  $i = 47^\circ-65^\circ$ . Масса ядра для  $i = 52^\circ$  равна  $(3,2 \pm 0,9) \times 10^9 M_\odot$  и отношение массы к светимости  $M/L_v > 110$ , что говорит о значительном

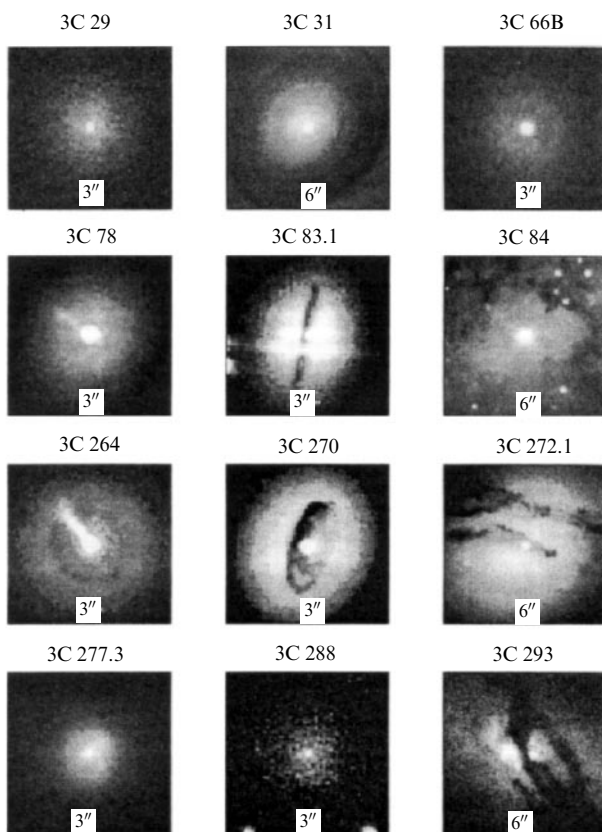


Рис. 14. Изображения околоядерных газопылевых дисков ряда галактик, полученные с борта космического телескопа Хаббла (из обзора Маккетто [189]).

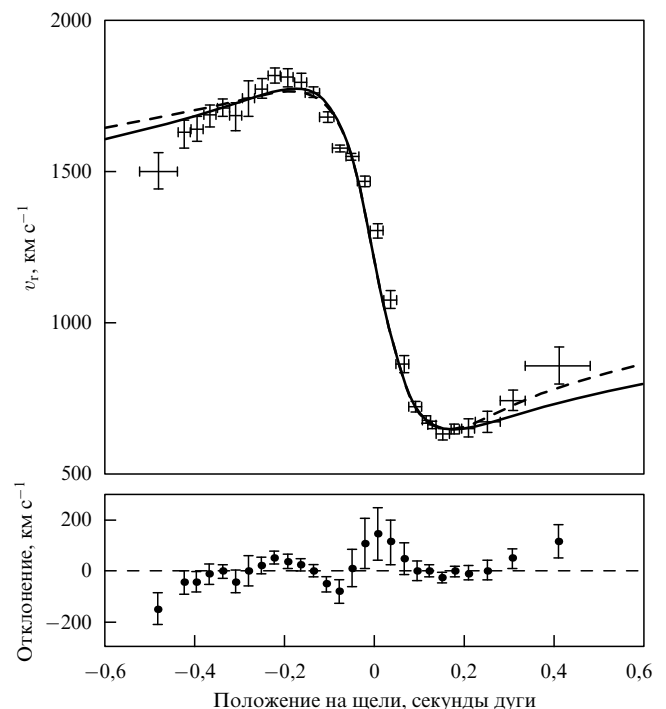


Рис. 15. Кривая вращения околоядерного газопылевого диска в галактике М87, построенная по оптическим эмиссионным линиям. Сплошная и пунктирная линии соответствуют модели тонкого кеплеровского диска. Внизу показаны остаточные отклонения для этой модели (из работы Маккетто и др. [192]).

**Таблица 2.** Массы сверхмассивных ЧД, определенные по кинематике газа и звезд [197]

Галактика	Тип	Расстояние, Мпк	$M_B$ (bulge)	$\sigma_1$ , км с <sup>-1</sup>	$M_{\text{ЧД}}$ (max; min), $M_{\odot}$	Метод определения
Milky Way	SBbc	0,008	-17,65	103	$1,8 \times 10^6$ (1,5; 2,2)	s, p
NGC 221 = M32	E2	0,81	-15,83	75	$2,5 \times 10^6$ (2,0; 3,0)	s, 3I
NGC 224 = M31	Sb	0,76	-19,00	160	$4,5 \times 10^7$ (2,0; 8,5)	s
NGC 821	E4	24,1	-20,41	209	$3,7 \times 10^7$ (2,9; 6,1)	s, 3I
NGC 1023	SB0	11,4	-18,40	205	$4,4 \times 10^7$ (3,9; 4,9)	s, 3I
NGC 1068	Sb	15,0	-18,82	151	$1,5 \times 10^7$ (1,0; 3,0)	m
NGC 2778	E2	22,9	-18,59	175	$1,4 \times 10^7$ (0,5; 2,2)	s, 3I
NGC 2787	SB0	7,5	-17,28	140	$4,1 \times 10^7$ (3,6; 4,5)	g
NGC 3115	S0	9,7	-20,21	230	$1,0 \times 10^9$ (0,4; 2,0)	s
NGC 3245	S0	20,9	-19,65	205	$2,1 \times 10^8$ (1,6; 2,6)	g
NGC 3377	E5	11,2	-19,05	145	$1,0 \times 10^8$ (0,9; 1,9)	s, 3I
NGC 3379	E1	10,6	-19,94	206	$1,0 \times 10^8$ (0,5; 1,6)	s, 3I
NGC 3384	S0	11,6	-18,99	143	$1,6 \times 10^7$ (1,4; 1,7)	s, 3I
NGC 3608	E2	22,9	-19,86	182	$1,9 \times 10^8$ (1,3; 2,9)	s, 3I
NGC 4258	Sbc	7,2	-17,19	130	$3,9 \times 10^7$ (3,8; 4,0)	m, a
NGC 4261	E2	31,6	-21,09	315	$5,2 \times 10^8$ (4,1; 6,2)	g
NGC 4291	E2	26,2	-19,63	242	$3,1 \times 10^8$ (0,8; 3,9)	s, 3I
NGC 4342	S0	15,3	-17,04	225	$3,0 \times 10^8$ (2,0; 4,7)	s, 3I
NGC 4459	S0	16,1	-19,15	186	$7,0 \times 10^7$ (5,7; 8,3)	g
NGC 4473	E5	15,7	-19,89	190	$1,1 \times 10^8$ (0,31; 1,5)	s, 3I
NGC 4486 = M87	E0	16,1	-21,53	375	$3,0 \times 10^9$ (2,0; 4,0)	g
NGC 4564	E3	15,0	-18,92	162	$5,6 \times 10^7$ (4,8; 5,9)	s, 3I
NGC 4596	SB0	16,8	-19,48	152	$7,8 \times 10^7$ (4,5; 12)	g
NGC 4649	E1	16,8	-21,30	385	$2,0 \times 10^9$ (1,4; 2,4)	s, 3I
NGC 4697	E4	11,7	-20,24	177	$1,7 \times 10^8$ (1,6; 1,9)	s, 3I
NGC 4742	E4	15,5	-18,94	90	$1,4 \times 10^7$ (0,9; 1,8)	s, 3I
NGC 5845	E3	25,9	-18,72	234	$2,4 \times 10^8$ (1,0; 2,8)	s, 3I
NGC 6251	E2	93,0	-21,81	290	$5,3 \times 10^8$ (3,5; 7,0)	g
NGC 7052	E4	58,7	-21,31	266	$3,3 \times 10^8$ (2,0; 5,6)	g
NGC 7457	S0	13,2	-17,69	67	$3,5 \times 10^6$ (2,1; 4,6)	s, 3I
IC 1459	E3	29,2	-21,39	340	$2,5 \times 10^9$ (2,1; 3,0)	s, 3I

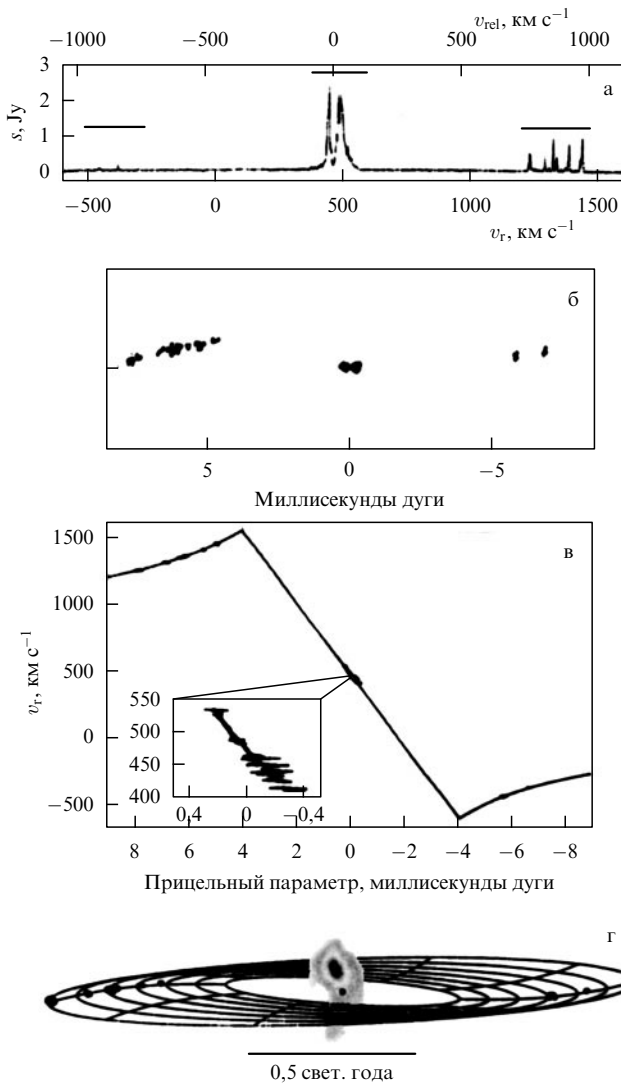
*Примечание.* Здесь  $M_B$  (bulge) — звездная В-величина балджа галактики,  $\sigma_1$  — дисперсия скоростей звезд балджа (подробнее о дисперсии скоростей см. в [197]),  $M_{\text{ЧД}}$  — масса центральной ЧД в единицах  $M_{\odot}$  (в скобках указаны максимальные и минимальные значения массы ЧД, соответствующие плюс-минус среднеквадратичной ошибке определения массы). Методы определения массы ЧД: s — звездные лучевые скорости, p — звездные собственные движения, m — лучевые скорости газовых облаков по мазерным линиям излучения, a — ускорения газовых облаков по мазерным линиям излучения, g — наблюдения вращающегося газового диска по линиям излучения, 3I — осесимметричная динамическая модель, включающая три интеграла движения.

избытке темной материи по сравнению со звездной компонентой в ядре. Оцененная плотность темного вещества в ядре  $\sim 10^7 M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$ . Все эти данные позволяют утверждать, что в ядре галактики M87 находится сверхмассивная ЧД, аккреция на которую ответственна за многочисленные виды активности ядра M87, в том числе за формирование релятивистского джета [190–192]. Исследование окооядерного газопылевого диска в галактике NGC 4261 [193] показало, что масса ядра равна  $(4,9 \pm 1) \times 10^8 M_{\odot}$ , а отношение массы к светимости исключительно велико:  $M/L_v \cong 2 \times 10^3$ . Оцененная таким же методом масса ядра галактики M84, которая подобна галактике M87 по светимости, составляет  $1,5 \times 10^9 M_{\odot}$  [194]; масса ядра галактики NGC 7052 —  $3 \times 10^8 M_{\odot}$  [195], а масса ядра галактики NGC 3245 —  $(2,1 \pm 0,5) \times 10^8 M_{\odot}$  [196]. Сводка данных о массах ЧД в ядрах галактик, измеренных по кинематике газа и звезд в окооядерной области, приведена в табл. 2.

Выдающиеся результаты по измерению масс ЧД в ядрах галактик были получены в последние годы при изучении мегамазеров методом межконтинентальной радиоастрономии (см. обзор Морана и др. [198] и ссылки в нем). В данном случае при наблюдениях компактных мазерных источников линии водяного пара на длине волны 1,35 см, которые расположены во внутренних частях окооядерного молекулярного диска, удалось достичь беспрецедентного углового разрешения в 200 мик-

росекунд дуги и спектрального разрешения лучше  $0,1 \text{ км с}^{-1}$ . Наблюдения ядра галактики NGC 4258 (Миоши и др. [199]) выявили, что 17 компактных мазерных источников, излучающих чрезвычайно узкие линии водяного пара, расположены в дискообразной оболочке радиусом  $\sim 10^{17}$  см, видимой почти с ребра (рис. 16). Распределение скоростей мазерных источников в этом окооядерном молекулярном диске кеплеровское: на внутренней части диска (радиус  $r = 3,9$  миллисекунды дуги, или 0,14 пк, для расстояния до галактики 7,2 Мпк) скорость вращения  $v = 1100 \text{ км с}^{-1}$ , на внешней ( $r = 8,0$  миллисекунды дуги, или 0,28 пк)  $v = 770 \text{ км с}^{-1}$ . Внутренний орбитальный период составляет 800 лет, внешний — 2200 лет. Наклонение оси диска к лучу зрения  $i = 89^\circ$ . Масса центральной ЧД, вычисляемая по формуле (13), равна  $3,9 \times 10^7 M_{\odot}$ . Хотя внутренняя часть диска вращается с периодом 800 лет, огромная точность измерения положений мазерных источников позволила измерить их угловое перемещение на картинной плоскости за несколько лет наблюдений. Это дало возможность независимо определить расстояние до ядра галактики NGC 4258 с точностью 4%:  $d = (7,2 \pm 0,3) \text{ Мпк}$  [198]. К настоящему времени этим методом измерены массы семи ядер галактик (табл. 3).

**5.2.2. Определение массы ЧД по движению окружающих звезд.** Первые работы по поиску ЧД в ядрах "нормаль-



**Рис. 16.** Результаты межконтинентальной радиоинтерферометрии мазерных источников линии водяного пара на длине волны 1,35 см в ядре галактики NGC 4258: (а) спектр; (б) пространственное распределение компактных мазерных источников; (в) распределение лучевых скоростей мазерных источников; (г) кинематическая модель околядерного газопылевого диска с распределенными в нем мазерными источниками (из обзора Морана и др. [198]).

ных" галактик основывались на изучении распределения яркости в центральных частях диска галактики и поиске

**Таблица 3.** Массы сверхмассивных ЧД, определенные методом межконтинентальной радиоинтерферометрии мегамазеров (из обзора [198] и работы [200])

Галактика	Расстояние, Мпк	Скорость вращения $V_{\phi}^i$ , км с <sup>-1</sup>	$R_i/R_0$ , пк	$M_{\text{чд}}, M_{\odot}$	$\rho, M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$	$L_x, \text{ эрг с}^{-1}$	Литература
NGC 4258	7	1100	0,13/0,26	$3,5 \times 10^7$	$4 \times 10^9$ ( $5 \times 10^{12}$ )	$4 \times 10^{40}$	[198, 199]
NGC 1068	15	330	0,6/1,2	$1,7 \times 10^7$	$3 \times 10^7$	$4 \times 10^{43}$	[198]
Circinus	4	230	0,08/0,8	$1,0 \times 10^6$	$4 \times 10^8$	$4 \times 10^{43}$	[198]
NGC 4945	4	150	0,2/0,4	$1,0 \times 10^6$	$2 \times 10^7$	$1 \times 10^{42}$	[198]
NGC 1386	12	100	—/0,7	$2,0 \times 10^6$	$4 \times 10^7$	$2 \times 10^{40}$	[198]
NGC 3079	16	150	—/1,0	$1,0 \times 10^6$	$2 \times 10^6$	$2 \times 10^{40}$	[198]
IC 2560	26	418	0,07/0,26	$2,8 \times 10^6$	$2 \times 10^9$	$1 \times 10^{41}$	[200]

*Примечание.* Здесь  $V_{\phi}^i$  — кеплеровская скорость вращения на внутренней наблюдаемой границе диска,  $R_i/R_0$  — внутренний/внешний радиус диска,  $M_{\text{чд}}$  — масса центральной ЧД в единицах  $M_{\odot}$ ,  $\rho$  — средняя плотность вещества в наблюдаемом минимальном объеме,  $L_x$  — рентгеновская светимость ядра галактики в диапазоне 2–10 кэВ.

резкого пика яркости, центрированного на ядро (см., например, [201]). Этот пик связан с резким возрастанием звездной плотности вблизи ЧД (в адиабатической модели по закону  $\rho(r) \sim r^{-3/2}$  [202] или даже круче [203]). Однако данные по поиску ЧД, основанные только на фотометрических исследованиях, неубедительны (см., например, [4, 204]). В частности, более яркие и массивные галактики в среднем имеют более массивные ЧД в ядрах, но в них присутствуют также большие по размерам и более диффузные ядра [205, 206], вещество внешних частей которых слабо обусловлено гравитационным полем ЧД.

Во время как резкий пик яркости в центре галактики является неоднозначным свидетельством наличия ЧД, нарастание к центру дисперсии скоростей  $\sigma$  по кеплеровскому закону  $\sigma(r) \sim r^{-1/2}$  может служить достаточно надежным критерием существования сверхмассивной ЧД [50, 207]. Однако если вблизи ядра галактики наблюдается анизотропия в распределении скоростей звезд, и этот метод может давать неоднозначные результаты, особенно для гигантских эллиптических галактик с малым вращением [69, 208–210]. Оптимизм в использовании уравнения (2), связывающего центральную массу  $M(r)$  с тремя компонентами  $\sigma_r, \sigma_{\theta}, \sigma_{\phi}$  дисперсии скоростей звезд в ядерной области галактики, вызывает тот факт (для нашей Галактики это доказано прямыми наблюдениями), что распределение скоростей звезд в ядерной области может быть изотропно [68, 211–215].

В последние годы метод, основанный на использовании уравнения (2), эффективно применяется для анализа наблюдений околядерных областей галактик, выполненных на космическом телескопе Хаббла с использованием спектрографа слабых объектов (FOS). Получены вполне надежные оценки масс ядер галактик NGC 1115 [216], NGC 4594 [217], M32 [218], M31 [219]. В настоящее время систематические исследования кинематики звезд и газа вблизи ядер галактик проводятся с многощелевым спектрографом высокого разрешения STIS (Space Telescope Imaging Spectrograph) на космическом телескопе Хаббла [220, 221].

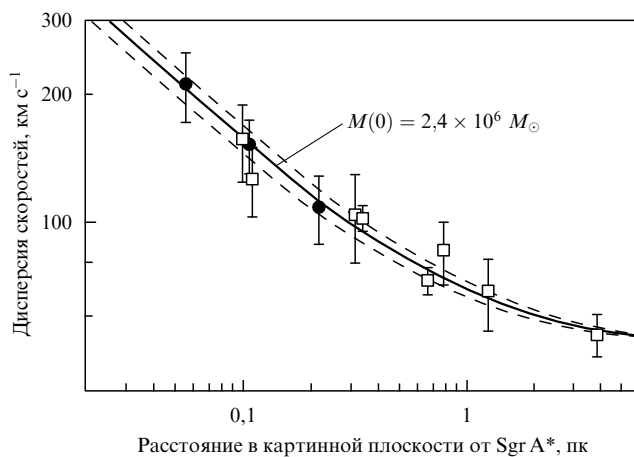
При использовании кинематики газа вблизи ядра галактики для надежного определения массы центральной ЧД могут быть полезны только внутренние части газового диска, вращающиеся по кеплеровскому закону. Внешние части газового диска могут искажаться возмущающими воздействиями окружающих звезд и часто бывают значительно деформированными [50].



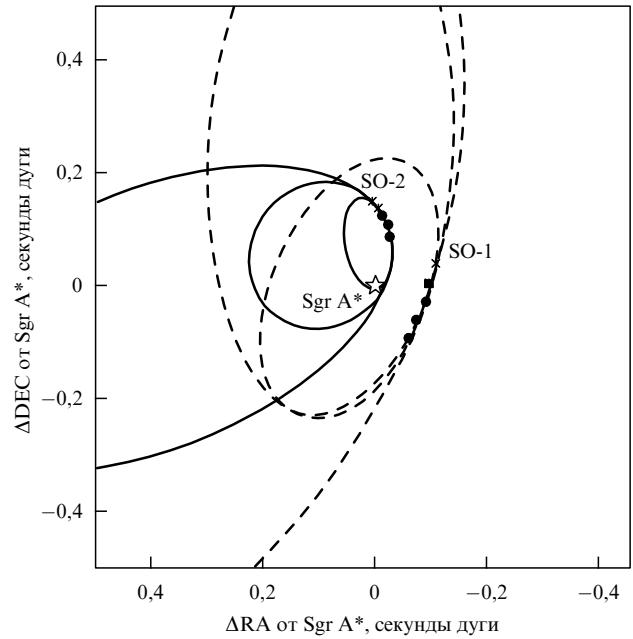
В случае определения массы ЧД в ядре галактики с помощью звездной и газовой кинематики важно получить, по крайней мере, двумерное поле скоростей и учесть эффекты анизотропии дисперсии скоростей звезд с использованием многокомпонентной модели звездной кинематики [50, 220, 222]. Например, для ядра галактики NGC 3115 масса центральной ЧД, найденная в предположении изотропии дисперсии скоростей звезд, составляет  $10^9 M_\odot$  [216, 223], в то время как масса ЧД, полученная в модели анизотропной дисперсии скоростей, равна  $2 \times 10^7 M_\odot$  [224].

Наиболее убедительные свидетельства наличия сверхмассивной ЧД получены в последние годы при изучении движения индивидуальных звезд в ближайших окрестностях источника Sgr A — ядра нашей Галактики [68, 211–215]. Изучение распределения массы около центра Галактики с целью поиска сверхмассивной ЧД берет начало от работ Оорта [225] и Генцеля и Таунса [226].

В 1996–1998 гг. были опубликованы работы Экарта и Генцеля [211, 212] и Геца и др. [68], которые наблюдали с высоким угловым разрешением ( $\sim 0''.05 \cong 0,002$  пк) центр нашей Галактики в инфракрасном диапазоне, в области  $\lambda = 2,2$  мкм (ядро Галактики скрыто для земного наблюдателя мощным слоем межзвездной пыли и газа, и только в инфракрасном диапазоне можно непосредственно увидеть отдельные звезды вблизи ядра). В результате за 3 года наблюдений авторы смогли непосредственно увидеть и измерить астрометрические перемещения звезд вблизи ядра в картинной плоскости, скорости которых достигали многих сотен километров в секунду (см. рис. 1). Была измерена дисперсия скоростей собственных движений 90 звезд как функция их расстояния до ядра Галактики, которая прекрасно согласуется с дисперсией лучевых скоростей этих звезд, измеренных спектральным методом. Это доказывает, что распределение скоростей звезд вблизи ядра изотропно. Сравнение наблюдаемого распределения дисперсии скоростей звезд вблизи ядра с теоретическим позволяет дать надежную оценку массы ЧД в центре Галактики, которая составляет  $2,6 \times 10^6 M_\odot$  (рис. 17). Оценен-



**Рис. 17.** Зависимость дисперсии скоростей собственных движений звезд (темные кружки) и дисперсии их лучевых скоростей (светлые квадратики) от расстояния до центра нашей Галактики в проекции на картинную плоскость. Сплошная линия — теоретическое распределение дисперсии скоростей, соответствующее массе центральной ЧД  $2,4 \times 10^6 M_\odot$  (из работы Экарта и Генцеля [211]).



**Рис. 18.** Наблюдаемые криволинейные собственные движения звезд SO-1 и SO-2 в гравитационном поле ядра нашей Галактики (точки) и восстановленные орбиты этих звезд в проекции на картинную плоскость (из работы Геца и др. [215]).

ный при этом верхний предел для радиуса ядра равен  $0,006$  пк, отношение массы к светимости  $M/L > 25 - 500$ , а средняя плотность вещества ядра в объеме радиусом  $0,006$  пк составляет  $\rho \cong 2 \times 10^{12} M_\odot \text{ пк}^{-3}$ , что на 13 порядков выше средней плотности неядерных областей Галактики (для околосолнечных областей  $\rho \cong 0,1 M_\odot \text{ пк}^{-3}$ , для наиболее плотных звездных скоплений  $\rho \cong 10^5 M_\odot \text{ пк}^{-3}$ ). Некоторые наиболее близкие к ядру звезды (в пределах  $0,01$  пк) двигаются со скоростями, превышающими  $1000 \text{ км с}^{-1}$ . Еще более убедительные и красивые результаты опубликованы недавно Гезом и др. [215]. Наблюдения на 10-метровом телескопе Кека, начатые в 1995 г., выявили наличие ускорений в астрометрических перемещениях трех звезд, расположенных вблизи ядра Галактики в области радиусом  $\sim 0,005 - 0,01$  пк ( $1''$  дуги на расстоянии до центра Галактики  $8 \text{ кпк}$  соответствует  $0,04 \text{ пк}$  [227]). Траектории собственных движений этих звезд криволинейны (рис. 18). Соответствующие центростремительные ускорения сравнимы с ускорением Земли на ее орбите вокруг Солнца ( $0,3 - 0,6 \text{ см с}^{-2}$ ), скорости составляют ( $570 - 1350$ )  $\text{км с}^{-1}$ , расстояния от центра галактики  $r_{1995} = (0,004 - 0,013)$  пк. Векторы ускорений звезд пересекаются в точке, в пределах  $0'',05$  совпадающей с динамическим центром Галактики (источником Sgr A); это доказывает, что именно в центре Галактики и находится сверхмассивная ЧД. Масса ЧД, определенная по проекциям на картинную плоскость радиусов-векторов и ускорений звезд,

$$M = \frac{a_{2D} r_{2D}^2}{G \cos^3 \theta} \quad (14)$$

составляет приблизительно  $3 \times 10^6 M_\odot$ , что прекрасно согласуется с массой ЧД, определенной по скоростям звезд  $(2,3 - 3,3) \times 10^6 M_\odot$ . Здесь  $a_{2D}$  и  $r_{2D}$  — проекции ускорения и радиуса-вектора звезды на картинную плос-

кость (для центрального потенциала они совпадают по направлению),  $\theta$  — угол между радиус-вектором и картинной плоскостью. Средняя плотность темного вещества, заключенного в оцененном объеме в центре Галактики, составляет  $8 \times 10^{12} M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$ . С найденными ускорениями авторы [215] восстановили индивидуальные орбиты для двух звезд. Эксцентриситеты этих орбит равны 0–0,9 и 0,5–0,9, а периоды лежат в пределах 35–1200 лет и 15–550 лет соответственно. Если орбитальный период одной из звезд (SO-2) близок к 15 годам, последующие 10 лет наблюдений позволят замкнуть ее орбиту, что открывает широкие перспективы по уточнению положения сверхмассивной ЧД и исследованию ее гравитационного потенциала [228]. Результаты новых наблюдений (Экарт и др. [229]) подтвердили выводы работы Геца и др. [215]. В работе [230] предложен метод измерения углового момента ЧД в ядре нашей Галактики по наблюдениям квазипериодической ( $p = 3–30$  мин) переменности в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн.

Результаты по определению масс ЧД методами исследования кинематики газа и звезд вблизи ядра галактики приведены в табл. 2, данные которой заимствованы из работы [197].

## 6. Аргументы в пользу того, что найденные сверхмассивные компактные тела в ядрах галактик являются черными дырами

Термин "черная дыра" мы употребляем с некоторой натяжкой, поскольку, как уже отмечалось, пока нет достаточных наблюдательных критериев для выбора реальных ЧД. Перечислим главные аргументы, которые сильно укрепляют нашу уверенность в том, что это реальные сверхмассивные ЧД в смысле ОТО. Прямая информация о специфических процессах вблизи горизонта событий сверхмассивной ЧД (или, по крайней мере, на расстоянии, равном радиусу последней устойчивой орбиты) может быть получена в будущем с помощью космических интерферометров [115] (см. выше). Косвенная информация следует из анализа профиля широкой компоненты флуоресцентной рентгеновской  $K_{\alpha}$  линии железа на 6,4 кэВ [118, 119, 231–235, 120]. Полная ширина широкой компоненты этой линии достигает  $100000 \text{ км с}^{-1}$  в шкале скоростей. Профиль линии и его красное смещение, обусловленные релятивистскими эффектами, наклоном аккреционного диска к лучу зрения и угловым моментом ЧД, свидетельствуют о том, что внутренний край диска находится на расстоянии от 3 до 30–40 гравитационных радиусов от центральной ЧД. В галактике MCG-6-30-15 удается даже получить свидетельства наличия вращающейся ЧД, поскольку внутренний край диска расположен на расстоянии менее  $3r_g$  от ЧД. К сожалению, эти количественные оценки зависят от конкретной модели аккреционного диска [235]. В работе [120] отмечено, что экстремально большая ширина и огромное красное смещение широкой компоненты  $K_{\alpha}$  линии железа в спектре ядра галактики MCG-6-30-15 (рис. 19) заставляют применить модель, согласно которой энергия выделяется в результате извлечения и диссипации вращательной энергии центральной ЧД с помощью магнитного поля (механизм Блэнфорда–Знаека [157]).

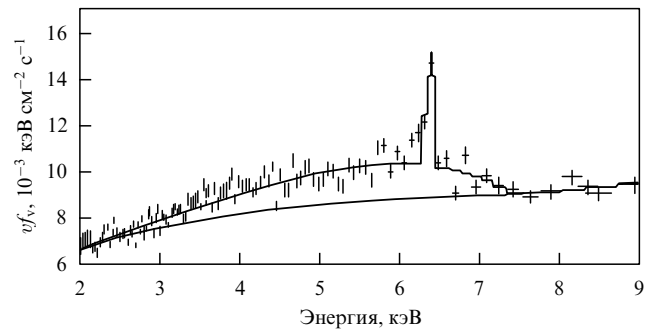


Рис. 19. Профиль линии  $K_{\alpha}$  железа в спектре ядра сейфертовской галактики MCG-6-30-15, полученный рентгеновской обсерваторией XMM в период низкой рентгеновской светимости (из статьи Уилмса и др. [120]).

Отсутствие заметной зависимости звездного населения в ядерной области галактики от расстояния, следующее из постоянства цвета и среднего спектрального класса вдоль ее диаметра, позволяет считать, что огромное (в десятки раз) возрастание отношения массы к светимости  $M/L$  при приближении к галактическому центру не может быть обусловлено скоплением обычных звезд в ядре. Помимо сверхмассивной ЧД это может быть скопление тел с сильно пониженной или нулевой светимостью: белых карликов, нейтронных звезд, ЧД звездной массы, коричневых карликов или планет. Но модель скопления таких объектов не проходит по крайней мере для ядер двух галактик: нашей Галактики и галактики NGC 4258 [236], у которых оцененная средняя плотность темного вещества в ядре составляет  $8 \times 10^{12} M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$  и  $4,9 \times 10^{12} M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$  соответственно. Как показал Маоз [236], характерное время рассеяния скопления отдельных гравитирующих тел при плотности более  $10^{12} M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$  составляет  $\sim 10^8$  лет, что на два порядка меньше возраста Вселенной. Для ядер этих галактик остаются только две возможности, альтернативные гипотезе черной дыры [236]: скопление, состоящее из маломассивных ЧД (с массами, значительно меньшими  $1 M_{\odot}$ ) или из элементарных частиц, например из вырожденных тяжелых нейтрино [228]. В последнем случае давление вырожденных нейтрино компенсирует гравитационное притяжение [228, 237, 238] и равновесный радиус при массе  $\sim 2,6 \times 10^6 M_{\odot}$  составляет  $\sim 10^{16} \text{ см}$ , что на 4 порядка больше гравитационного радиуса для соответствующей ЧД. Как показано в [228], эта ситуация может быть проверена в течение ближайших нескольких лет при детальном исследовании орбиты наиболее близкой и быстро движущейся звезды SO-1 в окрестности источника Sgr A в центре Галактики [215]. В общем случае альтернативой сверхмассивной ЧД в ядре Галактики может служить модель фермионного шара, которая также может быть проверена путем исследования орбит ближайших к ядру Галактики звезд SO-1 и SO-2 [239]. С учетом существования скрытой материи во Вселенной такая модель не кажется слишком неправдоподобной.

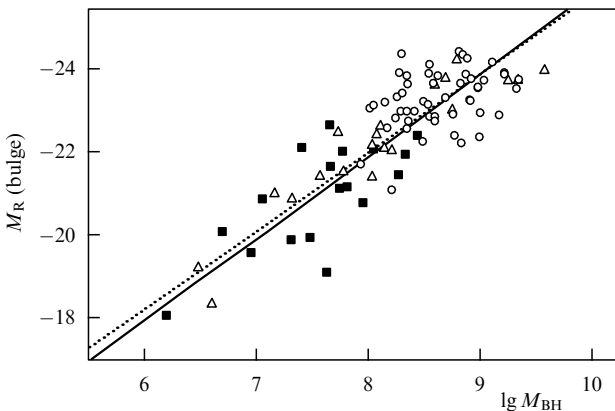
Дополнительные аргументы в пользу сверхмассивной ЧД в ядре галактики связаны с наличием высокоэнергичных степенных "хвостов" в распределении энергии в рентгеновском диапазоне от аккрецирующих ЧД [240, 241] и с аномально низкой светимостью аккрецирующих ЧД в ядрах большинства галактик (порядка  $10^{-4}–10^{-9}$  от эддингтоновской). Последнее обусло-

влено адвекцией (механическим перемещением) плазмы из горячих ионов с вириальной температурой и относительно холодных электронов под горизонт событий [36, 242, 243] (см., однако, критику теории адвекционно-доминированных дисков, которая не учитывает важной роли магнитного поля и омического нагрева плазмы при аккреции [143, 37, 244, 40]).

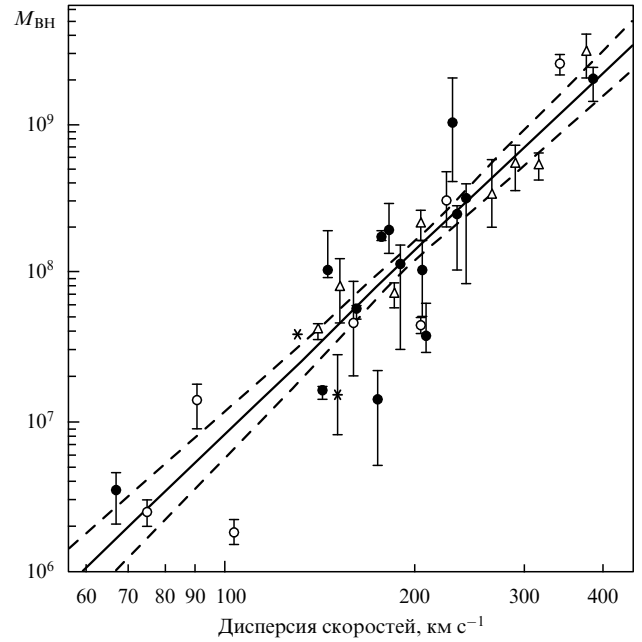
**7. Демография (звездная астрономия) сверхмассивных черных дыр**

Звездная астрономия исследует статистические характеристики звезд и звездных систем. К настоящему времени измерены массы 80 сверхмассивных ЧД (табл. 4). В последнее время на космическом телескопе Хаббла с помощью панорамного спектрографа STIS реализуется программа массового поиска сверхмассивных ЧД в ядрах галактик [220], что приведет к резкому увеличению числа сверхмассивных ЧД с измеренными массами. Все это позволяет применить к исследованию сверхмассивных ЧД звездно-астрономические (демографические) методы. В последние годы появилось большое количество работ на эту тему (см., например, обзоры [50, 220]). Опишем кратко лишь важнейшие результаты.

1. Существует корреляция между массой сверхмассивной ЧД и массой балджа галактики (или светимостью балджа): с возрастанием массы балджа  $M_{bulge}$  масса центральной ЧД  $M_{BH}$  возрастает:  $M_{BH} \sim M_{bulge}^{0,93}$  [220]. Корреляция почти линейная и показывает, что масса центральной ЧД составляет  $\sim 0,2\%$  массы балджа [50, 189, 246–249, 220]. Такая же корреляция обнаружена для ярких квазаров [250] и ядер активных галактик [163]. Эта корреляция подтверждена недавно в работах [188, 251], причем она в отличие от результатов работы [163] одинакова как для ЧД в ядрах нормальных галактик, так и для сейфертовских галактик I типа и квазаров:  $M_{BH} \sim M_{bulge}^{0,95 \pm 0,05}$  (рис. 20); нормировка этой корреляции дает связь между массами ЧД и балджа галактики:  $M_{BH} = 0,0012 M_{bulge}$  [188]. Таким образом, нелинейная зависимость между массой ЧД и массой балджа галактики, предложенная в [252] ( $M_{BH} \sim$



**Рис. 20.** Абсолютная R-звездная величина балджа — сферического сгущения старых звезд галактики (пропорциональная его массе) как функция массы центральной ЧД для выборки из 90 галактик разных типов: нормальных галактик, сейфертовских галактик I типа и квазаров (из статьи Мак-Лара и Данлопа [188]):  $\Delta$  — нормальные галактики,  $\blacksquare$  — сейфертовские галактики I типа,  $\circ$  — квазары. Здесь  $M_{BH}$  выражена в единицах  $M_{\odot}$ .



**Рис. 21.** Масса ЧД в ядре галактики как функция дисперсии скоростей звезд в ее балдже. Сплошная линия соответствует наилучшей аппроксимации зависимостью  $\lg(M_{BH}/M_{\odot}) = \alpha + \beta \lg(\sigma/\sigma_0)$ , где  $\alpha = 8,13 \pm 0,06$ ,  $\beta = 4,02 \pm 0,32$ , масса  $M_{BH}$  — в единицах  $M_{\odot}$  (из статьи Тримейна и др. [197]).

$\sim M_{bulge}^{1,54 \pm 0,15}$ ), не подтверждается новыми, более полными данными наблюдений [188, 251]. Существует также хорошая корреляция между массой центральной ЧД и концентрацией света в балдже галактики: более концентрированные балджи имеют более массивные ЧД [253].

Наличие подобной корреляции ограничивает механизмы образования сверхмассивных ЧД [50, 247, 189, 220]. В частности, кажется вполне вероятной модель роста массы сверхмассивной ЧД в результате слияния и аккреции в иерархических моделях формирования галактики [247].

2. Масса сверхмассивной ЧД  $M_{BH}$  коррелирует со средневзвешенной по светимости дисперсией скоростей  $\sigma_{eff}$  звезд, населяющих балдж, внутри его эффективного объема — с увеличением  $\sigma_{eff}$  масса ЧД возрастает [220, 254, 197] (рис. 21):

$$\lg \frac{M_{BH}}{M_{\odot}} = (8,13 \pm 0,06) + (4,02 \pm 0,32) \lg \frac{\sigma_{eff}}{200 \text{ км с}^{-1}}$$

Намечается также корреляция между массой сверхмассивной ЧД и возрастом галактического звездного населения [255]: с увеличением возраста масса ЧД возрастает. Эта корреляция не согласуется с моделью первичной сверхмассивной ЧД и, по-видимому, свидетельствует об иерархической истории галактической эволюции с образованием центральной ЧД в результате слияния и аккреции (см., например, [256]).

3. Массы сверхмассивных ЧД не коррелируют со светимостью галактических дисков [220]. В тех случаях, когда чисто дисковая галактика содержит в центре ЧД, ее масса относительно массы диска много меньше, чем стандартная величина  $\sim 0,2\%$ , характерная для балджа [257, 258].

4. В работе [259] показано, что намечается антикорреляция между среднеквадратичной амплитудой

Таблица 4. Общий список сверхмассивных ЧД с измеренными массами в ядрах галактик [245]

Название галактики	Хаббловский тип	Спектральный класс	$D$ , Мпк	$M_{\text{ЧД}}, M_{\odot}$	Метод
3C 120(Mrk 1506)	S0:	S1	137,8	$2,3 \times 10^7$	R
3C 390.3(VII w 838)	E?	S1	241,2	$3,4 \times 10^8$	R
Ark 120(Mrk 1095)	S0/a	S1	134,6	$1,84 \times 10^8$	R
Arp 102B	E0	L1.8	99,7	$2,2 \times 10^8$	G
Circinus	Sb:	S2	4,0	$1,3 \times 10^6$	M
Fairall 9	S?	S1	199,8	$8,0 \times 10^7$	R
IC 342	SABcd	H	1,8	$< 5,0 \times 10^5$	S
IC 1459	E3	L2	29,2	$3,7 \times 10^8$	G
IC 4329A	S0+	S1	65,5	$5,0 \times 10^6$	R
Milky Way	Sbc	—	0,008	$2,95 \times 10^6$	S
Mrk 79(UGC 3973)	SBb	S1.5	91,3	$5,2 \times 10^7$	R
Mrk 110	Pair?	S1	147,7	$5,6 \times 10^6$	R
Mrk 279(UGC 8823)	S0	S1.5	126,6	$4,2 \times 10^7$	R
Mrk 335	S0/a	S1.0	106,6	$6,3 \times 10^6$	R
Mrk 509	comp	S1	143,8	$5,78 \times 10^7$	R
Mrk 590(NGC 863)	Sa:	S1.2	109,2	$1,78 \times 10^7$	R
Mrk 817(UGC 9412)	S?	S1.5	131,0	$4,4 \times 10^7$	R
NGC 205(M110)	dE5	A	0,74	$< 9,3 \times 10^4$	S
NGC 221(M32)	E2	A	0,81	$3,9 \times 10^6$	S
NGC 224(M31)	Sb	A	0,76	$3,3 \times 10^7$	S
NGC 598(M33)	Scd	H	0,87	$< 1,5 \times 10^3$	S
NGC 821	E6?	A	24,1	$5,0 \times 10^7$	S
NGC 1023	SB0—	A	11,4	$3,9 \times 10^7$	S
NGC 1068(M77)	Sb	S1.9	14,4	$1,6 \times 10^7$	M
NGC 2778	E	—	22,9	$2,0 \times 10^7$	S
NGC 2787	SB0+	L1.9	7,5	$3,9 \times 10^7$	G
NGC 3031(M81)	Sab	S1.5	3,9	$6,3 \times 10^7$	S
NGC 3115	S0—	A	9,7	$9,1 \times 10^8$	S
NGC 3227	SABa	S1.5	20,6	$3,9 \times 10^7$	R
NGC 3245	S0?	T2	20,9	$2,1 \times 10^8$	G
NGC 3377	E5+	A	11,2	$1,0 \times 10^8$	S
NGC 3379(M105)	E1	L2/T2:	10,6	$1,0 \times 10^8$	S
NGC 3384	SB0—:	A	11,6	$1,8 \times 10^7$	S
NGC 3516	SB0:	S1.2	38,9	$2,3 \times 10^7$	R
NGC 3608	E2	L2/S2:	22,9	$1,1 \times 10^8$	S
NGC 3783	SBa	S1	38,5	$9,4 \times 10^6$	R
NGC 3998	S0?	L1.9	14,1	$5,6 \times 10^8$	S
NGC 4051	SABbc	S1.2	17,0	$1,3 \times 10^6$	R
NGC 4151	SABab	S1.5	20,3	$1,53 \times 10^7$	R
NGC 4203	SAB0	L1.9	14,1	$< 1,2 \times 10^7$	G
NGC 4258(M106)	SABbc	S1.9	7,3	$4,1 \times 10^7$	M
NGC 4261(3C 270)	E2+	L2	31,6	$5,2 \times 10^8$	G
NGC 4291	E	A	26,2	$1,5 \times 10^8$	S
NGC 4342	S0—	—	16,8	$3,4 \times 10^8$	S
NGC 4374(M84, 3C 272.1)	E1	L2	18,4	$1,6 \times 10^9$	G
NGC 4395	Sm:	S1.5	3,6	$< 1,1 \times 10^5$	S
NGC 4459	S0+	T2:	16,1	$6,5 \times 10^7$	G
NGC 4473	E5	A	15,7	$1,0 \times 10^8$	S
NGC 4486(M87, 3C 274)	E0+	L2	16,1	$3,4 \times 10^9$	G
NGC 4486B	E0	—	16,1	$6,0 \times 10^8$	S
NGC 4564	E	A	15,0	$5,7 \times 10^7$	S
NGC 4593	SBb	S1	39,5	$8,1 \times 10^6$	R
NGC 4594(M104)	Sa	L2	9,8	$1,1 \times 10^9$	S
NGC 4596	SB0	L2:	16,8	$5,8 \times 10^7$	G
NGC 4649(M60)	E2	A	16,8	$2,0 \times 10^9$	S
NGC 4697	E6	—	11,7	$1,2 \times 10^8$	S
NGC 4945	SBcd	S2	4,2	$1,1 \times 10^6$	M
NGC 5548	S0/a	S1.5	70,2	$1,23 \times 10^8$	R
NGC 5845	E	—	25,9	$3,2 \times 10^8$	S
NGC 6251	E0	S2	94,8	$5,4 \times 10^8$	G
NGC 7052	E4	—	63,6	$3,6 \times 10^8$	G
NGC 7457	S0—?	A	13,2	$3,4 \times 10^6$	S
NGC 7469	SABa	S1.0	66,6	$6,5 \times 10^6$	R
PG 0026 + 129	—	QSO	627,4	$4,5 \times 10^7$	R
PG 0052 + 251	S	QSO	690,4	$2,2 \times 10^8$	R
PG 0804 + 761	—	QSO	429,9	$1,89 \times 10^8$	R

Таблица 4 (окончание)

Название галактики	Хаббловский тип	Спектральный класс	$D$ , Мпк	$M_{\text{ЧД}}, M_{\odot}$	Метод
PG 0844 + 349	—	QSO	268,4	$2,16 \times 10^7$	R
PG 0953 + 414	S	QSO	1118	$1,84 \times 10^8$	R
PG 1211 + 143	—	QSO	361,7	$4,05 \times 10^7$	R
PG 1226 + 023(3C 273)	E	QSO	705,1	$5,5 \times 10^8$	R
PG 1229 + 204	S	QSO	268,4	$7,5 \times 10^7$	R
PG 1307 + 085	E	QSO	690,4	$2,8 \times 10^8$	R
PG 1351 + 640	—	QSO	370,7	$4,6 \times 10^7$	R
PG 1411 + 442	—	QSO	379,8	$8,0 \times 10^7$	R
PG 1426 + 015(Mrk 1383)	—	QSO	366,2	$4,7 \times 10^8$	R
PG 1613 + 658(Mrk 876)	—	QSO	565,3	$2,41 \times 10^8$	R
PG 1617 + 175(Mrk 877)	—	QSO	494,7	$2,73 \times 10^8$	R
PG 1700 + 518	—	QSO	1406	$6,0 \times 10^7$	R
PG 1704 + 608(3C 351)	E	QSO	1857	$3,7 \times 10^7$	R
PG 2130 + 099	—	QSO	255,3	$1,44 \times 10^8$	R

Примечание. Ссылки на оригинальные работы и данные см. в работе Хо [245]. Методы определения массы ЧД: G — кинематика газа, M — кинематика мазерных источников, R — метод эхокартирования, S — кинематика звезд.

быстрой (на временах больше 5 мин) переменности рентгеновского потока от ядер сейфертовских галактик I типа, квазаров, а также активных галактических ядер с низкой светимостью и массой центральной ЧД:  $\sigma_{\text{rms}}^2 \sim M_{\text{ВН}}^{-1}$ . Таким образом, амплитуда быстрой рентгеновской переменности убывает с ростом массы центральной ЧД. Поскольку масса ЧД задает размер области аккреционного диска, излучающей в рентгеновском диапазоне, согласно [259] это означает, что существует единый механизм быстрой переменности в ядрах галактик, временной масштаб которого задается размерами центральной ЧД.

5. Для ядер активных галактик, как уже отмечалось, существует корреляция между массой центральной ЧД и светимостью ядра [88] (см. формулу (12)). Для ядер нормальных галактик корреляция между массой центральной ЧД и рентгеновской или инфракрасной светимостью ядра выражена слабо [246], однако наблюдается корреляция между массой сверхмассивной ЧД и свети-

мостью ядра и всей галактики в радиодиапазоне (на сантиметровых волнах) [246]:  $L_{\text{radio}} \sim M_{\text{ВН}}^{2,5}$ . Таким образом, значительная полная радиосветимость галактики в сантиметровом диапазоне является указанием на наличие сверхмассивной ЧД в ее центре. Поскольку статистика радиогалактик весьма богата, это позволяет косвенно оценить массы большого числа ядер галактик и построить функцию масс ЧД (распределение по массам) в ближней части Вселенной [246]. В недавней работе Хо [245] корреляция между полной радиосветимостью галактики и массой сверхмассивной ЧД в ее ядре была проверена на большом наблюдательном материале (80 галактик с известными массами ЧД в ядрах). Оказалось, что полная радиосветимость галактики грубо коррелирует с массой ЧД в ее ядре (рис. 22). Зависимость  $L_{\text{radio}} \sim M_{\text{ВН}}^{2,0-2,5}$  является верхней огибающей на соответствующем графике. Однако обнаружена хорошая антикорреляция между отношением радиосветимости к оптической светимости ядра галактики и отношением боло-

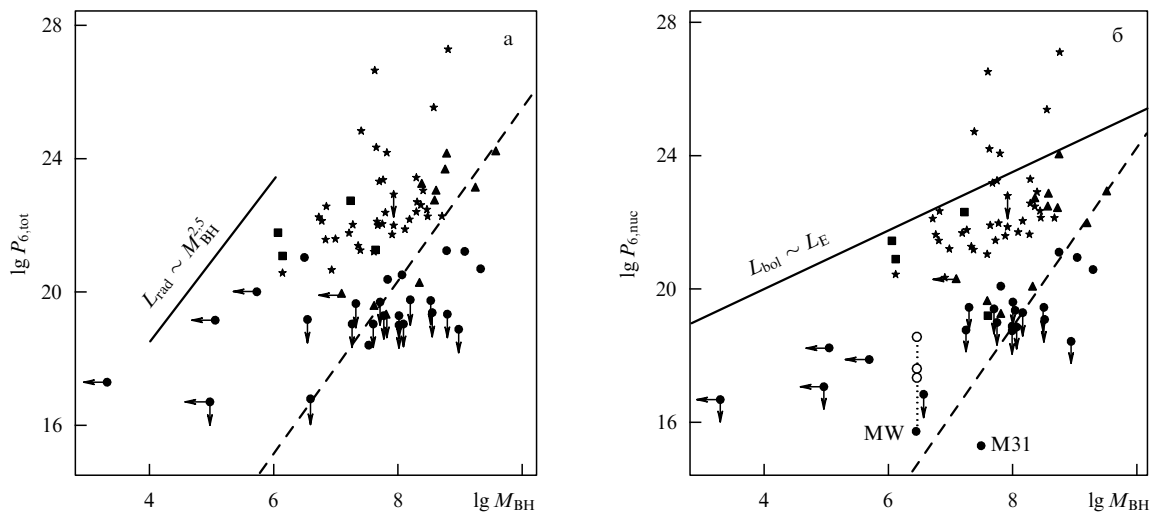


Рис. 22. Зависимость полной удельной радиосветимости (а) и удельной радиосветимости ядра галактики (б) (в единицах Вт Гц<sup>-1</sup>) от массы центральной сверхмассивной ЧД (в единицах M<sub>⊙</sub>), приведенная в работе Хо [245]. Массы ЧД определялись методами звездной кинематики (●), газовой кинематики (▲), мазерной кинематики (■) и эхокартирования (★). Штриховая линия — регрессионная зависимость, предложенная Франкенсини и др. [246]; знак MW на рис. б обозначает ядро нашей Галактики (приведены четыре значения радиосветимости, соответствующие, снизу вверх, источникам Sgr A\*, Sgr A West, Sgr A West+East и центральной области 1 × 1° = 150 × 150 пк).

метрической светимости ядра галактики к его эддингтоновской светимости (определяющим темп аккреции).

6. По кривым вращения около 1000 спиральных галактик ( $r = 0,1 - 1$  кпк) оценены массы центральных ЧД [260]. Показано, что в поздних спиральных (Sb-Im) массы центральных ЧД примерно в 10–100 раз меньше, чем в эллиптических, а в спиральных раннего типа (Sa) массы центральных ЧД того же порядка, как и в эллиптических галактиках. Таким образом, поздние спирали не могут представлять собой "спящие" квазары, поскольку массы ЧД в квазарах, как следует из их огромной светимости, должны составлять  $(10^8 - 10^{10})M_{\odot}$  [260, 189]. Выполненные на основе этих исследований оценки космологической плотности сверхмассивных ЧД во Вселенной приводят к значениям [258]

$$\rho_{\text{ВН}}(\text{Sb-Im}) < 4,5 \times 10^4 M_{\odot} \text{ Мпк}^{-3},$$

$$\rho_{\text{ВН}}(\text{Sa}) < 1,6 \times 10^6 M_{\odot} \text{ Мпк}^{-3},$$

что имеет значение для проверки ряда космологических предсказаний [189]. Полная плотность массы ЧД в локальной Вселенной, определенная по результатам исследования ядер нормальных галактик, составляет  $\sim 5 \times 10^5 M_{\odot} \text{ Мпк}^{-3}$  [249], что согласуется с полной плотностью массы ЧД, полученной на основе анализа ядер активных галактик на больших  $z \sim 2$  [246, 249].

Подробнее о связи центральной ЧД с морфологией галактики см. в обзорах [50, 189, 220].

В заключение отметим, что все более утверждается точка зрения, согласно которой практически все галактики имеют в своих ядрах сверхмассивные ЧД с массами от  $10^6$  до  $10^{10} M_{\odot}$ ; ЧД меньших масс, возможно, также присутствуют в ядрах некоторых галактик, но их массы пока трудно измерить [50, 189, 248].

## 8. Черные дыры в рентгеновских двойных системах

ЧД обнаруживаются в рентгеновских двойных системах двух типов (см. каталог [261]):

1. Квазистационарные рентгеновские двойные со спутниками — массивными горячими O–B-звездами (системы Cyg X-1, LMC X-3, LMC X-1).

2. Транзиентные рентгеновские двойные (рентгеновские новые) со спутниками — маломассивными холодными A–M-звездами (системы A0620–00, V404 Cyg и др.). Характерной особенностью типичной рентгеновской новой является наличие рентгеновских вспышек, когда рентгеновская светимость системы  $L_x$  быстро (за несколько суток) увеличивается от  $L_x < (10^{30} - 10^{33}) \text{ эрг с}^{-1}$  (спокойное состояние системы) до  $(10^{37} - 10^{39}) \text{ эрг с}^{-1}$  в максимуме и затем, чаще всего экспоненциально, спадает в течение нескольких месяцев к исходному уровню, на котором она пребывает в течение нескольких лет (рис. 23). Иногда, спустя 2–3 месяца после рентгеновской вспышки, происходят вторичные вспышки как в рентгеновском, так и в оптическом диапазоне. Во время рентгеновской вспышки наблюдается вспышка оптического излучения, вызванная прогревом мощным рентгеновским излучением оптической звезды и аккреционного диска вокруг релятивистского объекта (рис. 24). Это позволяет надежно отождествлять рентгеновский источник с оптической звездой. В спокойном состоянии рентгеновская светимость мала, и в оптическом спектре

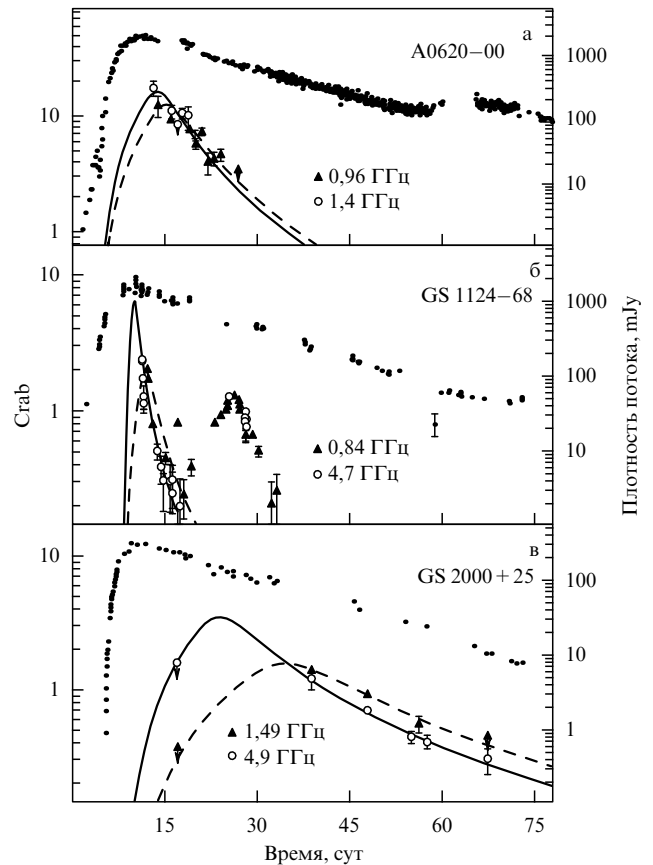


Рис. 23. Кривые блеска рентгеновских новых — двойных систем с ЧД во время вспышки, полученные в рентгеновском и радиодиапазонах (из статьи Кулкерса и др. [262]).

двойной системы видны линии поглощения спутника, а также мощные, широкие ( $\sim 10^3 \text{ км с}^{-1}$ ) и часто двугорбые линии излучения водорода, гелия и других элементов, характерные для вращающегося аккреционного диска (см. рис. 3). В спокойном состоянии двугорбая эмиссия  $\text{H}_{\alpha}$ , принадлежащая аккреционному диску, переменна с фактором 2 на временах в несколько часов [264]. Наличие аккреционного диска при практически нулевой рентгеновской светимости в спокойном состоянии составляет главную загадку рентгеновских новых. Для объяснения этого феномена привлекают модель адвекционно-доминированного аккреционного диска [32–36] (см., однако, [37–39]). Вспышки рентгеновских новых объясняются тем, что при низком темпе аккреции, обусловленном низким темпом истечения спутника — маломассивной звезды, аккреция идет в нестационарном режиме ввиду того, что гравитационное энерговыделение в диске мало, его средняя температура низка и близка к температуре ионизации водорода ( $\sim 8000 - 10000 \text{ К}$ ), соответствующей скачку непрозрачности. Небольшие изменения  $\dot{M}$ , вызванные, например, активностью спутника — звезды позднего спектрального класса, могут сделать температуру диска ниже или выше критической. Поэтому вещество диска становится то нейтральным, то ионизованным. При этом сильно меняется непрозрачность вещества, что может привести к возникновению неустойчивости и генерации турбулентности в диске, увеличению вязкости вещества, усиленной аккреции и далее — к вспышке (подробнее см. обзоры [265–268, 53]). Прогрев

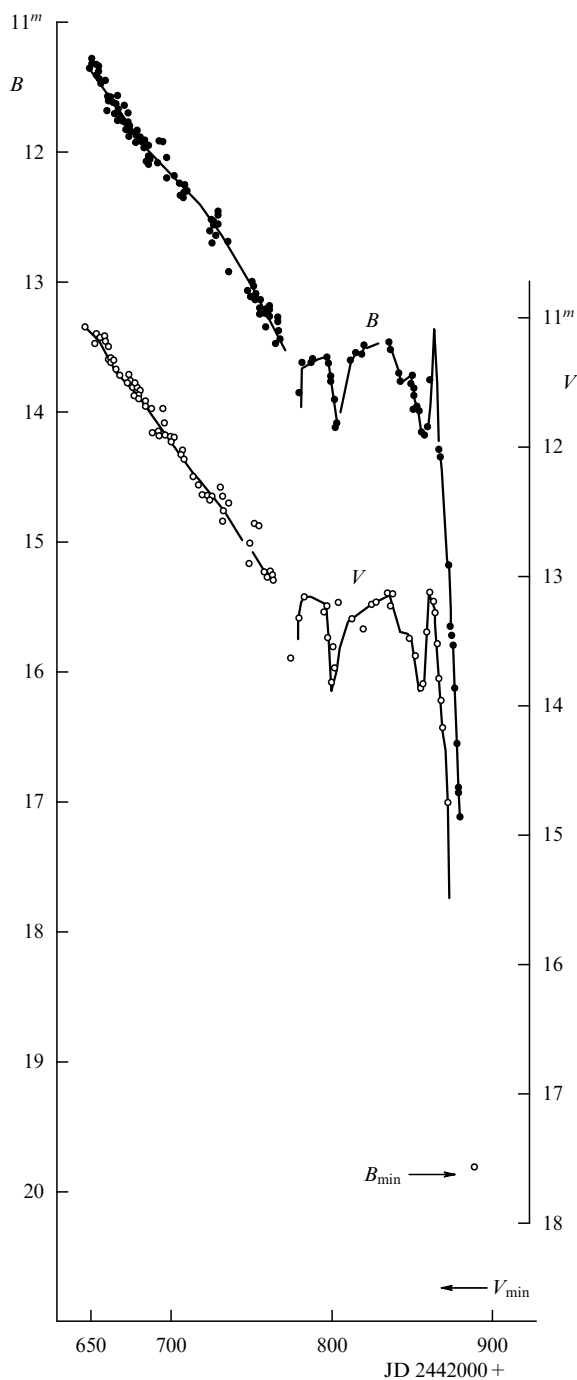


Рис. 24. Оптические  $B$ -,  $V$ -кривые блеска рентгеновской новой — двойной системы с ЧД A0620–00 (V616 Mon) во время вспышки (из статьи Горанского и др. [263]).

рентгеновским излучением центрального источника вызывает повышение температуры диска до значения выше критической 8000 К, что дополнительно стабилизирует вещество диска [269]. В спокойном состоянии по доплеровским смещениям линий поглощения можно построить кривую лучевых скоростей оптической звезды и определить ее функцию масс (см. формулу (4)).

Кроме того, в спокойном состоянии наблюдается периодическая оптическая и инфракрасная переменность рентгеновской новой, обусловленная, в основном, эффектом эллипсоидальности оптической звезды [22, 23] (см. рис. 4). По кривой блеска находится наклонение

орбиты двойной системы  $i$  (см. формулу (6)). Все это дает возможность определить массу ЧД  $m_{\text{ч}}$ . Подробнее о рентгеновских новых можно прочитать в недавних обзорах [51, 53, 102].

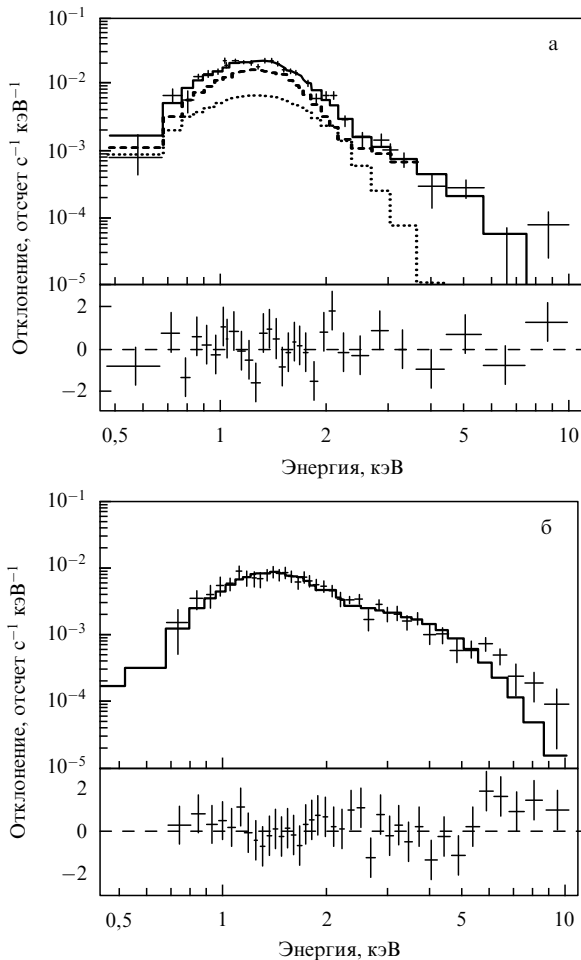
Запуск первого американского специализированного рентгеновского спутника UHURU в 1971 г. привел к открытию примерно 100 рентгеновских двойных систем [18]. К настоящему времени, благодаря запуску ряда специальных рентгеновских спутников нового поколения (EINSTEIN, ROSAT, GINGA, ASCA, RXTE, XMM, CHANDRA, ГРАНАТ, МИР-КВАНТ и др.), известно  $\sim 10^3$  рентгеновских двойных систем в нашей и ближайших галактиках. Весомый вклад в открытие и систематическое исследование рентгеновских двойных систем внесли советские и российские рентгеновские обсерватории МИР-КВАНТ и ГРАНАТ под руководством Р.А. Сюняева (см., например, [270–275]). К настоящему времени можно суммировать основные спектральные свойства рентгеновских двойных систем с ЧД. Известно пять различных спектральных состояний для этих систем, определяемых по форме рентгеновского спектра и величине светимости в рентгеновском диапазоне 1–10 кэВ [276–281, 265].

1. *Спокойное состояние.* В последние годы с бортов рентгеновских спутников нового поколения (ASCA, CHANDRA, XMM) стало возможным измерять рентгеновские спектры двойных систем с ЧД в "выключенном", спокойном состоянии ( $L_x < 10^{33}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ ). Рентгеновские спектры в спокойном состоянии нетепловые, с фотонным индексом мягче, чем в низком состоянии, и с рентгеновской светимостью  $L_x$  на несколько порядков меньше, чем в остальных пяти состояниях [282–286] (рис. 25).

2. *Низкое/жесткое состояние.* В этом состоянии рентгеновская светимость  $L_x$  не превышает 10% от эддингтоновской светимости. Рентгеновский спектр степенной с фотонным индексом  $\alpha_N \sim 1,5–1,9$  и с экспоненциальным завалом около 100 кэВ [280, 288]. Степенная компонента обусловлена нетепловыми процессами и, прежде всего, эффектами комптонизации квантов на горячих электронах [289]. На этой стадии у некоторых систем с ЧД наблюдаются релятивистские коллимированные выбросы вещества — джеты [270, 290–292].

3. *Высокое/мягкое состояние.* Системы со спектрами, в которых доминирует сверхмягкая кваичернотелая компонента с характерной температурой  $\sim 1$  кэВ [276, 265, 266] (обусловленная тепловым излучением классического оптически толстого диска) и полной светимостью  $L_x$ , превышающей величину  $L_x$  в низком состоянии, принято называть находящимися в "высоком" или "мягком" состоянии. В дополнение к тепловой компоненте (которая вносит  $\sim 70–90\%$  в полную рентгеновскую светимость системы) в спектре присутствует также степенная "хвост", но вклад этой жесткой компоненты в полную светимость  $L_x$  много меньше, чем в низком состоянии. Степенная компонента сильно переменна в противоположность мягкой чернотелой компоненте, которая весьма стабильна. Фотонный индекс степенной компоненты в этой стадии зафиксирован на уровне  $\alpha_N \sim 2,5$  [265].

4. *Промежуточное состояние.* В последние годы было идентифицировано новое состояние [273, 277, 293, 294] рентгеновской двойной системы, которое принято называть промежуточным. Наблюдаемые рентгеновские

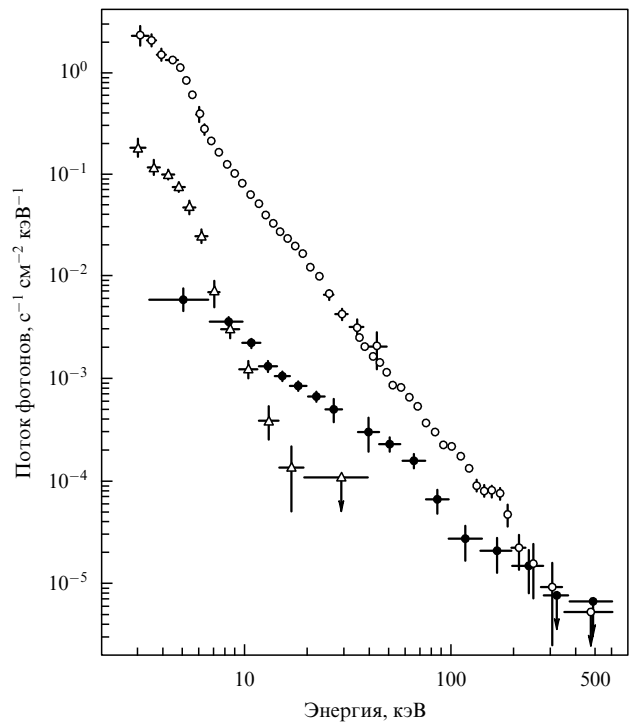


**Рис. 25.** Наблюдаемые и модельные спектры рентгеновских новых — двойных систем с НЗ и ЧД в спокойном состоянии: (а) система с НЗ 4U 1908+005 (Aql X-1), (б) система с ЧД GS 2023+338 (V404 Cyg) (из статьи Эсаи и др. [286]).

спектры в этом состоянии по своим характеристикам лежат между спектрами в низком и высоком состояниях.

5. *Очень высокое состояние.* Иногда в некоторых системах с очень высокой рентгеновской светимостью нетепловой степенной спектр и мягкая компонента становятся сравнимыми по светимости. Это состояние называется очень высоким [295–297, 279]. Степенная компонента в очень высоком состоянии имеет фотонный индекс  $\alpha_N \sim 2,5$ , завал не наблюдается вплоть до многих сотен килоэлектронвольт.

Не все рентгеновские двойные системы показывают полностью эти пять состояний. Большинство систем проводят основное время в одном состоянии, совершая лишь короткие переходы к другим. Например, система Cyg X-1 главным образом наблюдается в низком состоянии с редкими переходами в высокое. В то же время система LMC X-3 почти всегда находится в высоком состоянии [281]. Рентгеновские новые GS 2023+338 и GRO J0422+32 показывают только степенные спектры для всех светимостей  $L_X$  без следов сверхмягкой компоненты [298]. Многие рентгеновские новые проходят все пять рентгеновских состояний. Например, система XN Mus 1991 (GS 1124–683) очень быстро перешла из спокойного состояния к очень высокому и затем, пройдя



**Рис. 26.** Широкополосные рентгеновские спектры рентгеновской новой — двойной системы с ЧД GRS 1124–68 (GU Mus) в различных спектральных состояниях. Спектры получены группой Сюняева [300] на телескопах АРТ-П и СИГМА рентгеновской обсерватории ГРАНАТ 16 января (○), 12 апреля (△) и 14–15 августа (●) 1991 г.

через высокое состояние, вернулась к спокойному [297, 273, 299, 293] (рис. 26).

## 9. Массы черных дыр в рентгеновских двойных системах

Наблюдательные данные и результаты определения масс ЧД в рентгеновских двойных системах описаны в недавних обзорах [49, 51, 53, 102]. К настоящему времени (2002 г.) измерены массы 15 ЧД звездной массы. Из них в трех системах (SAX J1819.3–2525, XTE J1118+480 и GRS 1915+105) измерения масс выполнены в самое последнее время [301–303]. Опишем кратко эти данные.

В работе Ороза и др. [301] приведены результаты оптических спектроскопических наблюдений и определены массы компонент транзитной рентгеновской двойной системы SAX J1819.3–2525 (V4641 Sgr), в которой наблюдаются видимые сверхсветовые движения отдельных деталей радиоджетов во время рентгеновских вспышек. Объект SAX J1819.3–2525 был открыт как транзитный рентгеновский источник со спутника Верро SAX в феврале 1999 г. и с борта рентгеновской обсерватории RXTE [304, 305]. Объект был обнаружен также как яркий радиоисточник спустя 16 ч после рентгеновской вспышки [306]. Этот радиоисточник имел ненулевые размеры, показывал признаки расширения и светился на протяжении трех недель после вспышки. Объект был также отождествлен с оптической переменной звездой V4641 Sgr Горанским [307, 308]. Согласно спектроскопическим наблюдениям [301] орбитальный период  $p = 2^d, 81678$ , что близко к одному из двух фотометрических периодов, определенных Горанским. Опти-



ческая кривая блеска представляет собой двойную волну за орбитальный период амплитудой  $\sim 0^m,5$  с двумя минимумами неравной глубины, что соответствует эффекту эллипсоидальности оптической звезды со следами затмения звезды аккреционным диском. Рентгеновские затмения в двойной системе не наблюдаются. Из этих данных получается достаточно надежная оценка наклона орбиты:  $60^\circ < i < 70^\circ$ , 7. Полуамплитуда изменения лучевых скоростей оптической звезды  $K = (211,0 \pm 3,1) \text{ км с}^{-1}$ , соответствующая функция масс  $f_v(m) = (2,74 \pm 0,12)M_\odot$ . В соответствии с выбранной моделью атмосферы оптической звезды определены значения ее эффективной температуры  $T_{\text{eff}} = (10500 \pm 200) \text{ К}$ , ускорения силы тяжести  $\lg g = 3,5 \pm 0,1$  и вращательной скорости звезды на экваторе  $V_{\text{rot}} \sin i = (123 \pm 4) \text{ км с}^{-1}$ . Согласно гипотезе синхронности осевого и орбитального вращения (что разумно для рентгеновских новых) отношение масс компонент  $q = m_x/m_v = 1,50 \pm 0,08$  (см. формулу (7)). С использованием этих значений  $f_v(m)$ ,  $q$ ,  $i$  находятся масса ЧД (см. формулу (5)):  $8,73 M_\odot \leq m_x \leq 11,70 M_\odot$  и масса оптической звезды:  $5,49 M_\odot \leq m_v \leq 8,14 M_\odot$ . Спектральный класс оптической звезды близок к В9III, определенный избыток цвета системы  $E(B-V) = 0,32 \pm 0,1$ , расстояние до системы при видимой звездной величине  $V \cong 13^m,7$  весьма большое  $7,40 \leq d \leq 12,31$  кпк. Такое расстояние и значительные скорости угловых перемещений деталей радиоизображения свидетельствуют о том, что видимая скорость их перемещения больше  $9,5c$  (соответствующий лоренц-фактор  $\Gamma > 9,5$ ). В спектре оптической звезды, как и в случае рентгеновской новой GRO J1655–40 [309] наблюдается избыточное содержание химических  $\alpha$ -элементов, образующихся при  $\alpha$ -процессах в недрах массивных звезд: кислорода, кальция, магния и титана (переобогащение от 2 до 10 раз по сравнению с солнечным обилием этих элементов). Это свидетельствует о том, что образование ЧД в системах GRO J1655–40 и SAX J1819.3–2525 сопровождалось взрывом сверхновой, который обогатил слои оптической звезды-спутника  $\alpha$ -элементами. Следует подчеркнуть, что, поскольку в системе видны следы затмения оптической звезды аккреционным диском, оценка наклона орбиты весьма надежна, поэтому значение массы ЧД получено со сравнительно небольшой погрешностью:  $m_x = 9,61(+2,08 - 0,88)M_\odot$ . Это значение  $m_x$  близко к средней массе ЧД (см. ниже).

В работе Вэгнера и др. [302] выполнены спектроскопические и фотометрические наблюдения рентгеновской новой XTE J1118+480 с большой высотой над галактической плоскостью  $z \cong 1,7$  кпк и определены массы ЧД и оптической звезды.

Рентгеновская новая XTE J1118+480 была открыта со спутника RXTE в 2000 г. и затем отождествлена с оптической звездой, которая в максимуме блеска достигала  $V = 12^m,9$  [310, 311], а в спокойном состоянии ее блеск был  $V = 18^m,8$ . Галактическая широта системы весьма велика  $b = +62^\circ$ . Этим она резко отличается от других рентгеновских новых с ЧД [53, 268, 312], которые приблизительно равномерно распределены вблизи галактической плоскости и менее концентрированы к галактическому балджу, в отличие от остальных маломассивных рентгеновских двойных систем [313]. В оптическом спектре объекта в спокойном состоянии присутствуют широкие двугорбые эмиссионные линии водо-

рода ( $\text{FWHM} \cong 2400 \text{ км с}^{-1}$ ), возникающие в аккреционном диске, а также линии поглощения, соответствующие звезде позднего спектрального класса K7V–M0V. Орбитальный период  $p = 0^d,169930$ , полуамплитуда изменения лучевых скоростей  $K_v = (701 \pm 10) \text{ км с}^{-1}$ , орбита круговая, функция масс оптической звезды  $f_v(m) = (6,1 \pm 0,3)M_\odot$ . Таким образом, масса релятивистского объекта превышает  $6,1M_\odot$  и сильно превосходит максимально возможную массу нейтронной звезды [4, 314], что свидетельствует о наличии ЧД в системе XTE J1118+480. Светимость оптической звезды, как следует из спектральных данных, составляет  $(28 \pm 2) - (36 \pm 2) \%$  от светимости системы в области (5800–6400) Å. Остальная часть светимости обусловлена вкладом аккреционного диска в спокойном состоянии системы. Фотометрические R-наблюдения обнаружили переменность оптического блеска с орбитальным периодом амплитудой  $0^m,2$ , обусловленную эффектом эллипсоидальности оптической звезды и затмениями. Моделирование кривой блеска позволило оценить наклон орбиты  $i = (81 \pm 2)^\circ$ . Отношение масс  $q = m_x/m_v \cong 20$ . С помощью этих данных и найденной функции масс определяются масса ЧД  $m_x = (6,0 - 7,7)M_\odot$  (90%-ный доверительный интервал) и масса оптической звезды  $m_v = (0,09 - 0,5)M_\odot$ . Оцененное расстояние до системы составило  $(1,9 \pm 0,4)$  кпк, соответствующая высота системы над галактической плоскостью равна  $(1,7 \pm 0,4)$  кпк. Все эти данные свидетельствуют о том, что система XTE J1118+480 является первой из надежно отождествленных с ЧД транзитных рентгеновских двойных, которая расположена в галактическом гало. У системы выявлено заметное собственное движение ( $\Delta RA = -16,8 \pm 1,6 \text{ мс год}^{-1}$ ,  $\Delta DEC = -7,4 \pm 1,6 \text{ мс год}^{-1}$ ) [315]. Если система была выброшена из плоскости галактики импульсом, полученным в результате взрыва сверхновой, то мы ее сейчас наблюдаем в точке галактической орбиты с полной пекулярной скоростью  $145 \text{ км с}^{-1}$ . При этом полная начальная пекулярная галактическая скорость системы составляла  $(217 \pm 18) \text{ км с}^{-1}$ , а компонента скорости, перпендикулярная галактической плоскости в начальный момент, —  $(126 \pm 18) \text{ км с}^{-1}$  [315].

В работе Грейнера и др. [303] выполнены спектроскопические исследования уникальной транзитной рентгеновской двойной системы — микроквара GRS 1915+105 в инфракрасном диапазоне спектра. Эта система расположена в Галактической плоскости на расстоянии  $\sim 11-12$  кпк и испытывает сильнейшее межзвездное поглощение  $A_v = 25^m - 30^m$ . Спектроскопические наблюдения GRS 1915+105 в области, соответствующей H- и K-фильтрам, обнаружили головные линии поглощения молекулярных полос  $^{12}\text{CO}$  и  $^{13}\text{CO}$ , а также линии металлов, что позволило классифицировать оптическую звезду как красный гигант (K–M)III. По доплеровским смещениям линий поглощения определен орбитальный период  $p = 33^d,5 \pm 1^d,5$ , полуамплитуда кривой лучевых скоростей  $K_v = (140 \pm 15) \text{ км с}^{-1}$ , орбита круговая. Соответствующая функция масс оптической звезды

$$f_v(m) = \frac{m_x^3 \sin^3 i}{(m_x + m_v)^2} = (9,5 \pm 3,0)M_\odot.$$

Это наибольшая функция масс из всех известных рентгеновских двойных систем с ЧД. Лучевая скорость

центра масс двойной системы  $\gamma = (-3 \pm 10) \text{ км с}^{-1}$ . Вклад излучения аккреционного диска или релятивистских джетов в ИК-областях велик по сравнению со звездой (К–М)III, которая дает лишь несколько процентов в светимость системы в полосе К. Наклонение орбиты  $i = (70 \pm 2)^\circ$  определено из ориентации релятивистских джетов, которая находится из анализа яркостей облаков в джетах, приближающихся к наблюдателю и удаляющихся от него. То, что джеты перпендикулярны плоскости орбиты двойной системы, доказывается отсутствием эффектов прецессии джетов на временах в несколько лет. Если в первом приближении принять массу звезды (К–М)III равной стандартной величине  $(1,2 \pm 0,2)M_\odot$ , то при  $i = (70 \pm 2)^\circ$  масса ЧД в системе GRS 1915+105  $m_x = (14 \pm 4)M_\odot$ . Это одна из наиболее массивных звездных ЧД в рентгеновских двойных системах. Ввиду того, что звезда (К–М)III интенсивно теряет массу (что следует из высокой рентгеновской светимости системы GRS 1915+105), возможно, что ее масса превышает стандартную величину для данного спектрального класса и класса светимости  $1,2M_\odot$ . Тогда значение  $m_x = 14M_\odot$  в системе GRS 1915+105 можно рассматривать как нижний предел массы ЧД. Средний радиус полости Роша для звезды (К–М)III составляет  $(21 \pm 4)R_\odot$ . Он близок к стандартному радиусу звезды (К–М)III, и это свидетельствует о том, что гигант (К–М)III в системе GRS 1915+105 заполняет свою полость Роша. Быстрая переменность и спектральные характеристики системы GRS 1915+105 в рентгеновском и радиодиапазонах, а также характеристики квазипериодических осцилляций описаны в работах [316, 317].

Большая масса ЧД в системе GRS 1915+105 определяет физику микроквазара, наблюдаемого в этой системе, а большой орбитальный период  $p = 33^d,5$  и большой радиус орбиты  $a = (108 \pm 4)R_\odot$  накладывают ограничения на эволюционный сценарий для этой системы [303].

Следует особо упомянуть систему Cyg X-3, в которой оптическая компонента является звездой Вольфа–Райе (WR) класса WN3–7. Высокие скорости радиального истечения вещества в звездном ветре этой звезды ( $\sim 10^3 \text{ км с}^{-1}$ ) и анизотропная ионизация вещества ветра мощным рентгеновским излучением аккрецирующего релятивистского объекта ( $\sim 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}$  в диапазоне 1–60 кэВ) могут вызвать значительную модуляцию наблюдаемых лучевых скоростей по эмиссионным линиям, коррелирующую с орбитальным периодом, но не связанную с орбитальным движением центра масс WR-компоненты. Тем не менее в работе Шмутца и др. [318] из анализа кривых лучевых скоростей Cyg X-3 по эмиссионным линиям сделан вывод о большой массе релятивистского объекта  $m_x = (7–40)M_\odot$ , который может быть ЧД. Основные аргументы авторов [318] в пользу того, что эмиссионные линии в спектре Cyg X-3 отражают орбитальное движение звезды WN3–7 состоят в том, что форма линий не меняется с фазой орбитального обращения и линии смещаются как целое. В пользу наличия ЧД в системе Cyg X-3 свидетельствуют также следующие факты: в системе, несмотря на специальные поиски, не найден рентгеновский пульсар [261]; кроме того, как отмечено в [319], поскольку болометрическая светимость звезды WR в системе Cyg X-3 велика  $L_{\text{bol}} \sim 3 \times 10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$  и в системе наблюдается эффект рентгеновского прогрева амплитудой  $\sim 15–30\%$ , истин-

ная рентгеновская светимость аккрецирующего релятивистского объекта в системе Cyg X-3 должна быть значительно больше наблюдаемой величины  $L_x \cong \cong 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}$  в жестком диапазоне (1–60) кэВ (доминирующая, мягкая, часть рентгеновского спектра поглощается в ветре и межзвездной среде). Этот факт свидетельствует в пользу большой массы релятивистского объекта и наличия ЧД в системе Cyg X-3. Недавно Хэнсон, Стилл и Фендер [320] выполнили детальные инфракрасные спектроскопические исследования системы Cyg X-3. Авторы подтвердили обнаруженную Шмутцем и др. [318] регулярную переменность лучевых скоростей эмиссионных линий с орбитальным периодом и полуамплитудой  $K = (480 \pm 50) \text{ км с}^{-1}$ . Кроме того, авторы обнаружили абсорбционную деталь в спектре Cyg X-3, кривая лучевых скоростей для которой смещена на  $1/4$  орбитального периода по отношению к кривой лучевых скоростей по эмиссионным линиям. Переход через  $\gamma$ -скорость для этой кривой лучевых скоростей соответствует минимуму рентгеновской и инфракрасной кривых блеска, из чего авторы [320] заключили, что эта абсорбционная деталь формируется в ветре звезды WN и лучше отражает орбитальное движение, чем кривая лучевых скоростей, построенная по эмиссионным линиям [318]. Полуамплитуда кривой лучевых скоростей, построенной по абсорбционной детали, равна  $K = (109 \pm 13) \text{ км с}^{-1}$ , соответствующая функция масс звезды WN  $f_v(m) = 0,027M_\odot$ . Принимая наклонение орбиты  $i > 60^\circ$  и массу аккретора  $m_x = 1,4M_\odot$  (H3), авторы [320] нашли оценку для массы звезды WN4  $5M_\odot \leq m_{\text{WN}} \leq 11M_\odot$ . С другой стороны, принимая оценку для массы звезды WN  $m_{\text{WN}} < 70M_\odot$ , авторы [320] получили  $m_x < 10M_\odot$ . Таким образом, новая функция масс  $f_v(m) = 0,027M_\odot$  и оценки массы релятивистского объекта допускают наличие в системе Cyg X-3 как H3, так и ЧД. Поэтому мы пока воздерживаемся от использования системы Cyg X-3 как кандидата в ЧД.

В таблице 5 приведены результаты определения масс 15 ЧД в рентгеновских двойных системах. Зависимость масс релятивистских объектов от масс спутников в ТДС приведена на рис. 27. Видно, что спутниками рентгеновских пульсаров, а также ЧД в двойных системах являются оптические звезды спектральных классов O–M. Спутники радиопулсаров — неактивные нейтронные звезды, белые карлики, а также массивные звезды спектрального класса  $\sim B$  (мы не рассматриваем здесь радиопулсары со спутниками-планетами). Массы радиопулсаров с высокой точностью определяются по релятивистским эффектам в их орбитальном движении (см., например, [325–328]). Из рисунка 27 видно, что нет зависимости масс релятивистских объектов от масс спутников: и H3, и ЧД встречаются в двойных системах со спутниками как большой, так и малой массы. В этом смысле ТДС с релятивистскими компонентами подобны классическим ТДС, где встречаются любые комбинации компонент [329]. Как уже отмечалось, у всех рентгеновских и радиопулсаров измеренные массы не превышают  $3M_\odot$  — абсолютного верхнего предела массы H3 в полном соответствии с ОТО. В то же время ни у одного из 15 массивных ( $m_x > 3M_\odot$ ) компактных рентгеновских источников в ТДС не наблюдается феномена рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера 1-го типа также в полном соответствии с предсказаниями ОТО. У

Таблица 5. Параметры двойных систем с ЧД

Система	Спектр оптической звезды	$P_{\text{orb}}$ , сут	$f_v(m)$ , в $M_{\odot}$	$m_x$ , в $M_{\odot}$	$m_v$ , в $M_{\odot}$	$V_{\text{pec}}$ , км с <sup>-1</sup>	Примечание
Cyg X-1	O 9,7 Iab	5,6	0,24 ± 0,01	16 ± 5	33 ± 9	2,4 ± 1,2	Стационарная
V 1357 Cyg							
LMC X-3	B3 Ve	1,7	2,3 ± 0,3	9 ± 2	6 ± 2	—	Стационарная
LMC X-1	O (7–9) III	4,2	0,14 ± 0,05	7 ± 3	22 ± 4	—	Стационарная
A0 620–00 (V616 Mon)	K5 V	0,3	2,91 ± 0,08	10 ± 5	0,6 ± 0,1	–15 ± 5	Транзиентная
GS 2023 + 338 (V404 Cyg)	K0 IV	6,5	6,08 ± 0,06	12 ± 2	0,7 ± 0,1	8,5 ± 2,2	Транзиентная
GRS 1124–68 (GU Mus)	K2 V	0,4	3,01 ± 0,15	6(+5–2)	0,8 ± 0,1	25 ± 5	Транзиентная
GS 2000 + 25 (QZ Vul)	K5 V	0,3	4,97 ± 0,10	10 ± 4	0,5 ± 0,1	—	Транзиентная
GRO J0422 + 32 (V518 Per)	M2 V	0,2	1,13 ± 0,09	10 ± 5	0,4 ± 0,1	—	Транзиентная
GRO J1655–40 (XN Sco 1994)	F5 IV	2,6	2,73 ± 0,09	6,3 ± 0,5	2,4 ± 0,4	–114 ± 19	Транзиентная
H 1705–250 (V2107 Oph)	K5 V	0,5	4,86 ± 0,13	6 ± 1	0,4 ± 0,1	38 ± 20	Транзиентная
4U 1543–47 (HL Lup)	A2 V	1,1	0,22 ± 0,02	4,0–6,7	~ 2,5	—	Транзиентная
GRS 1009–45 (MM Vel)	(K6–M0) V	0,3	3,17 ± 0,12	3,6–4,7	0,5–0,7	—	Транзиентная
SAX J1819.3–2525 (V4641 Sgr)	B9 III	2,8	2,74 ± 0,12	9,61(+2,08–0,88)	6,53(+1,6–1,03)	—	Транзиентная
XTE J1118 + 480	(K7–M0) V	0,17	6,1 ± 0,3	6,0–7,7	0,09–0,5	145*	Транзиентная
GRS 1915 + 105	(K–M) III	33,5	9,5 ± 3,0	14 ± 4	1,2 ± 0,2	—	Транзиентная

Примечание. См. обзоры [53, 321] и ссылки в них, а также недавние работы [301–303, 322, 323]. Здесь  $P_{\text{orb}}$  — орбитальный период,  $f_v(m) = m_x^3 \sin^3 i / (m_x + m_v)^2$  — функция масс оптической звезды,  $m_x, m_v$  — массы релятивистского объекта и оптической звезды соответственно,  $V_{\text{pec}}$  — пекулярная лучевая скорость центра масс двойной системы.  
\* Указан модуль полной пекулярной скорости согласно [315].

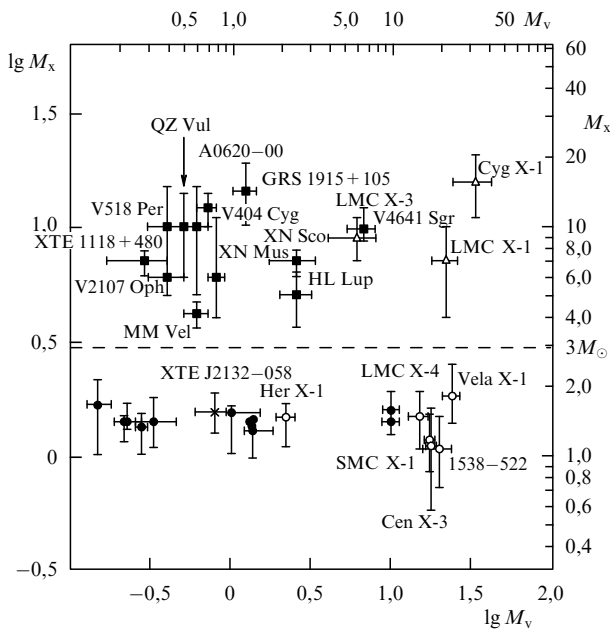


Рис. 27. Зависимость масс  $M_x$  НЗ (кружки и крестики) и ЧД (треугольники и квадратики) от масс спутников  $M_v$  в двойных системах (массы выражены в единицах  $M_{\odot}$ ). Темные кружки соответствуют радиопульсарам, светлые кружки — рентгеновским пульсарам, крестик — НЗ в рентгеновской новой XTE J2132–058 [324]. Темные квадратики соответствуют ЧД в рентгеновских новых, светлые треугольники — ЧД в квазистационарных рентгеновских двойных системах с массивными O–B-компонентами.

трех рентгеновских двойных систем с ЧД (XN Sco 1994, SAX J1819.3–2525, XTE J1118+480) обнаружены признаки наличия взрывов сверхновых: в системе XN Sco 1994 наблюдается высокая пекулярная лучевая скорость центра масс двойной системы  $V_{\text{pec}} = (-114 \pm 19)$  км с<sup>-1</sup> [330], а также в спектре оптической звезды обнаружено повышенное обилие элементов O, Si, Mg, сформированных в  $\alpha$ -реакциях [309]. Это является свидетельством взрыва сверхновой, который привел к обогащению оптической звезды  $\alpha$ -элементами и к формированию высокой пекулярной скорости центра масс двойной системы [309, 330]. Возможно, образование ЧД в этом случае носило двухстадийный характер: сначала при коллапсе ядра предсверхновой образовалась НЗ, а затем в результате обратного падения части вещества сброшенной оболочки на НЗ образовалась ЧД [330]. У системы SAX J1819.3–2525, как уже отмечалось, также отмечается избыточное содержание  $\alpha$ -элементов в спектре оптической звезды, свидетельствующее о взрыве сверхновой. У системы XTE J1118+480 наблюдается очень большая высота  $z$  над галактической плоскостью:  $z = 1,7$  кпк [302] и большая пекулярная пространственная скорость центра масс  $145$  км с<sup>-1</sup> [315], что также может служить указанием на произошедший взрыв сверхновой, который сообщил высокую начальную пространственную скорость центру масс двойной системы (согласно [315]  $V_{\text{нач}}^{\text{pec}} = (217 \pm 18)$  км с<sup>-1</sup>).

В спектрах оптических звезд у ряда рентгеновских новых с ЧД наблюдается усиленная линия лития Li I  $\lambda 6707,8 \text{ \AA}$ , что может свидетельствовать об обогащении литием атмосферы звезды при ее облучении высо-

Таблица 6. Микроквазары в нашей Галактике

Название источника	Компактный объект	$V_{\text{джета}}$	Литература
GRS 1915 + 105	ЧД	0,92c–0,98c	[336]
GRO J1655–40	ЧД	0,92c	[336]
XTE J1748–288	ЧД	0,93c–0,23c	[336, 337]
SS 433	ЧД	0,26c	[336]
Cyg X-3	ЧД	$\sim 0,3c - \geq 0,8c$	[336, 338]
CI Cam	НЗ?	$\sim 0,15c$	[336]
Sco X-1	НЗ	$\sim 0,5c$	[336]
Cir X-1	НЗ	$\geq 0,1c$	[336]
1E 1740,7–2942	ЧД		[336]
GRS 1758–258	ЧД		[336]
SAX J1819.3–2525	ЧД	$\geq 0,95c$	[336, 301]
LS 5039	?	$\geq 0,15c$	[336]
Cyg X-1	ЧД	$> 0,6c$	[339]
XTE J1550–564	ЧД		[337, 291]

коэнергичными частицами, ускоряемыми до релятивистских скоростей во внутренних частях аккреционного диска вокруг ЧД (подробнее см. обзоры [49, 51, 53]).

В системах GRS 1915+105, SAX J1819.3–2525, GRO J1655–40 (XN Sco 1994) и 1E 1740,7–2942 во время рентгеновских вспышек обнаружены релятивистские коллимированные джеты со скоростями  $V \geq 0,92c$  [331–333] и видимыми сверхсветовыми движениями облаков плазмы. Рентгеновские двойные системы с коллимированными релятивистскими джетами принято называть микроквазарами. Обзоры данных по микроквазарам представлены в трудах конференций [334, 335]. В таблице 6 приведены основные характеристики известных микроквазаров, взятые из обзора Родригеза и Мирабеля [336], с добавлением новейших данных по джетам в рентгеновской двойной системе с ЧД Cyg X-1 [290, 339, 340].

## 10. Различия в наблюдательных проявлениях аккрецирующих нейтронных звезд и черных дыр

Как уже отмечалось, в полном соответствии с предсказаниями ОТО измеренные массы рентгеновских и радиопульсаров не превышают  $3M_{\odot}$ , а среди массивных рентгеновских источников в двойных системах не наблюдается феноменов рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера 1-го типа, также в полном соответствии с предсказаниями ОТО. Эти факты сильно укрепляют нашу уверенность в реальном существовании ЧД звездной массы, однако, разумеется, они еще не являются окончательными доказательствами существования ЧД. Перечислим дополнительные факты, свидетельствующие о том, что НЗ и ЧД в двойных системах различаются не только по массам, но и по наблюдательным проявлениям (см. недавние обзоры Сюняева [341], Беллони [342] и Танаки [343]).

Согласно [341–343] имеются как сходства в наблюдаемых проявлениях аккрецирующих НЗ и ЧД, обусловленные формированием рентгеновского излучения во внутренних частях аккреционного диска, так и различия в характеристиках рентгеновского излучения НЗ и ЧД, обусловленные тем, что НЗ имеют твердые поверхности, а ЧД таковыми не обладают.

1. Рентгеновские спектры аккрецирующих ЧД имеют "степенные хвосты", которые тянутся до энергий  $\sim 1$  МэВ [271, 272, 296, 297, 300], в то же время спектры аккреци-

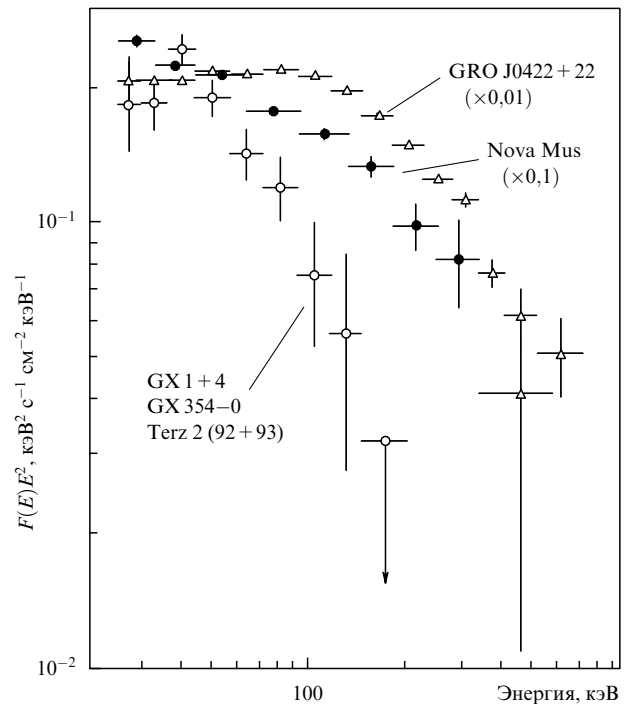


Рис. 28. Спектры на энергии более 35 кэВ рентгеновских новых — двойных систем с НЗ и ЧД, полученные на телескопе СИГМА рентгеновской обсерватории ГРАНАТ группой Сюняева [300]. Спектры представлены в форме  $F(E)E^2$ . GX 1+4, GX 354–0 и Terz 2 (92+93) — рентгеновские двойные с НЗ, GRO J0422+22 и Nova Mus — рентгеновские двойные с ЧД.

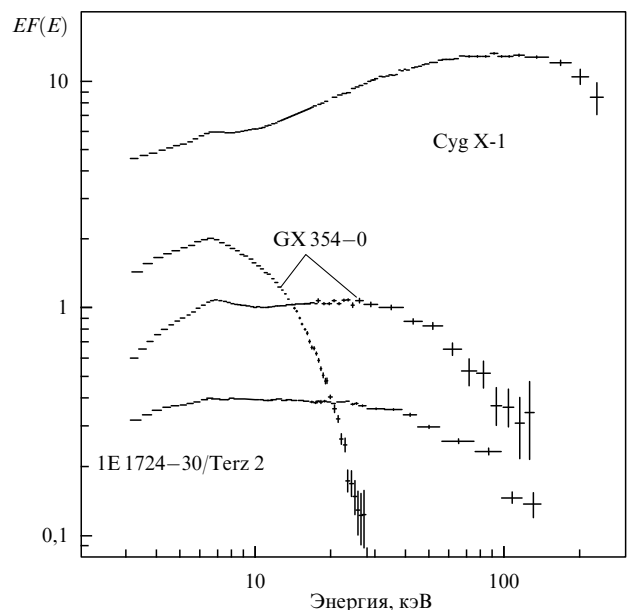


Рис. 29. Энергетические спектры трех рентгеновских двойных систем: с НЗ (GX 354–0/4U 1728–34 и 1E 1724–30/Terz 2) и с ЧД (Cyg X-1). Система с НЗ GX 354–0 показана в двух состояниях — низком/мягком и высоком/мягком. Даже в жестком состоянии спектры аккрецирующих НЗ много мягче, чем спектр аккрецирующей ЧД Cyg X-1 (из статьи Сюняева и Ревнивцева [344]).

рующих НЗ, как правило, имеют завал на энергиях 60–100 кэВ [300] (рис. 28, 29). Это различие носит лишь статистический характер, поскольку у некоторых рентгеновских барстеров 1-го типа — НЗ со слабым магнит-

**Таблица 7.** Характеристики рентгеновского излучения некоторых рентгеновских двойных систем с НЗ и ЧД (по данным работ [354, 270])

Название источника	Тип компактного объекта	Бимодальный спектр	Сверхмягкое высокое состояние	Степенной хвост	Флуктуации рентгеновского излучения, на временах $\leq 10$ мс	Тип двойных систем
Cyg X-1	ЧД	x	x	x	x	HMXB
LMC X-3	ЧД		x	x		HMXB
LMC X-1	ЧД		x	x		HMXB
GS 2023 + 338	ЧД			x	x	X-ray nova
A0620-00	ЧД	x	x	x		X-ray nova
GS 2000 + 25	ЧД	x	x	x		X-ray nova
GX 339-4	ЧД	x	x	x	x	LMXB
Cir X-1	НЗ	x	x		x	X-ray burster
V0331 + 53	НЗ				x	X-ray pulsar

*Примечание.* HMXB — массивная рентгеновская двойная система, LMXB — маломассивная рентгеновская двойная система.

ным полем (например, KS 1731–260) степенной хвост в рентгеновском спектре тянется до весьма больших энергий  $\sim 150$  кэВ [345]. Согласно [346, 347] радиус НЗ может быть существенно меньше радиуса последней устойчивой орбиты. Если магнитное поле слабое, частицы с внутренней границы аккреционного диска падают почти свободно со скоростью, близкой к скорости света, на поверхность нейтронной звезды и выделяют энергию посредством столкновения с ядрами и через эффекты плазменной неустойчивости. Этот механизм может объяснить жесткие хвосты в рентгеновских спектрах некоторых барстеров, наблюдаемые с бортов обсерваторий ГРАНАТ, RXTE и GRO.

Формирование нетеплового степенного спектра может быть связано с тепловыми неустойчивостями во внутреннем аккреционном диске [348, 349]. Предполагают, что эти неустойчивости приводят к тому, что аккреционный диск становится оптически тонким [350], или у него развивается горячая корона [351, 352], или же образуются горячие, оптически толстые облака плазмы, в которых происходит комптоновское рассеяние и нагрев фотонов [274, 353, 289]. Различие в наблюдательных проявлениях аккрецирующих НЗ и ЧД в рентгеновских новых во время вспышки позволило выработать ряд косвенных критериев, которые делают предпочтительной модель ЧД даже в том случае, когда масса релятивистского объекта неизвестна. Эти критерии основаны на сходстве наблюдательных проявлений данного объекта с характерными особенностями рентгеновской двойной системы с ЧД Cyg X-1:

а) бимодальное спектральное поведение со сверхмягким очень высоким состоянием и очень жестким низким состоянием;

б) по крайней мере для ярчайших источников наблюдается ненасыщенный комптонизированный жесткий хвост в распределении энергии в спектре вплоть до очень высоких значений  $\sim 1$  МэВ;

в) быстрые флуктуации интенсивности рентгеновского излучения в жестком диапазоне на временах вплоть до 1 мс.

Эти критерии носят лишь статистический, оценочный характер, поскольку, например, феномен рентгеновского барстера 1-го типа — четкий указатель на аккрецирующую НЗ был обнаружен от рентгеновской двойной системы Cir X-1, которая, тем не менее, показывает быструю переменность жесткого рентгеновского излучения и бимодальное спектральное поведение. Кроме того, как уже отмечалось выше, даже наличие жесткого

степенного спектра в рентгеновском излучении не является однозначным указателем на аккрецирующую ЧД, поскольку степенной хвост вплоть до энергий  $\sim 150$  кэВ был обнаружен у мягкого транзиентного источника — рентгеновского барстера 1-го типа KS 1731–260, который представляет собой аккрецирующую НЗ.

Таким образом, ни один из представленных выше рентгеновских признаков, взятых по отдельности, не позволяет сделать однозначное заключение о наличии ЧД. Однако комбинации некоторых из этих признаков могли бы позволить делать более однозначные выводы. В частности, жесткий степенной хвост в рентгеновском спектре и бимодальное поведение рентгеновского спектра никогда не наблюдались одновременно у рентгеновских двойных систем, содержащих надежно отождествленную НЗ. В таблице 7 приведены спектральные и временные характеристики некоторых рентгеновских двойных систем с ЧД и НЗ (взятые из работ [354, 270]).

В обзоре Танаки [343] подчеркнута, что, когда рентгеновская светимость  $L_x$  аккрецирующего релятивистского объекта превышает  $10^{37}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , имеется заметное различие в формах спектра между НЗ и ЧД. В то же время при рентгеновских светимостях менее  $10^{37}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  это различие пропадает.

В случае аккрецирующих НЗ при светимостях более  $10^{37}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  рентгеновский спектр состоит из двух компонент — мягкой и жесткой. Мягкая компонента представляет собой сумму локальных чернотельных излучений от оптически толстого аккреционного диска (Шакура и Сюняев [15]). Такая модель описывается двумя параметрами:  $r_{\text{in}}$  (внутренний радиус диска) и  $kT_{\text{in}}$  (цветовая температура рентгеновского излучения на внутреннем крае диска). Наблюдаемая цветовая температура  $kT_{\text{in}}$  для аккрецирующих НЗ обычно составляет 1,4–1,5 кэВ при  $L_x \sim 10^{38}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  и снижается с уменьшением  $L_x$ . Жесткая компонента рентгеновского спектра у аккрецирующих НЗ имеет цветовую температуру  $kT_c \sim 2,3$ – $2,5$  кэВ и, по-видимому, соответствует излучению поверхности НЗ или оптически толстому пограничному слою на ее поверхности (согласно теории [341] это должен быть расширенный пограничный слой с двумя яркими поясами, одинаково отстоящими вверх и вниз от экватора НЗ, в которых из-за различных неустойчивостей может формироваться быстропеременное рентгеновское излучение). Эта чернотельная жесткая компонента меняется иррегулярно по интенсивности в несколько раз без изменения формы спектра.

Аккрецирующие ЧД при  $L_x > 10^{37}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  имеют, как и НЗ, мягкую компоненту спектра от внутренних частей оптически толстого аккреционного диска (Шакура и Сюняев [15]) с цветовой температурой  $kT_{\text{in}} \sim 1,2$  кэВ при  $L_x \sim 10^{38}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  (существенно меньшей, чем у аккрецирующих НЗ для той же  $L_x$ ). В то же время жесткая чернотельная компонента рентгеновского спектра, характерная для поверхностей аккрецирующих НЗ при высоких  $L_x > 10^{37}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , отсутствует в спектрах аккрецирующих ЧД. Такое фундаментальное различие между спектрами большинства аккрецирующих НЗ и ЧД при высоких рентгеновских светимостях может рассматриваться как сильное статистическое указание на отсутствие твердых поверхностей у ЧД [343].

2. У рентгеновских новых в спокойном состоянии рентгеновские светимости нейтронных звезд составляют в среднем  $L_x^q \approx (10^{32} - 10^{33})$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , в то же время рентгеновские светимости черных дыр в среднем  $L_x^q < (10^{31} - 10^{32})$  эрг  $\text{с}^{-1}$  [286]. Относительно высокая "спокойная" рентгеновская светимость у систем с черной дырой V404 Cyg (GS 2023+338) и GRO J1655-40  $L_x^q = (10^{32} - 10^{33})$  эрг  $\text{с}^{-1}$  [286, 266], по-видимому, связана с тем, что оптические звезды в этих системах не принадлежат главной последовательности, а являются субгигантами K0IV и F(3-6)IV соответственно, поэтому темп поступления вещества в аккреционный диск здесь выше.

Таким образом, величины  $L_x^q$  для ЧД в среднем на 1-2 порядка меньше, чем  $L_x^q$  для НЗ. Если учесть вклад рентгеновского излучения от корон звезд-спутников в рентгеновских новых [355, 356], то различие между  $L_x^q$  для ЧД и НЗ еще более возрастает. Имеется также систематическое различие в рентгеновских спектрах НЗ и ЧД в рентгеновских новых в спокойном состоянии [266]: в спектрах ряда НЗ в спокойном состоянии (Cen X-4, Aql X-1 и др.) в диапазоне 0,1-10 кэВ присутствуют очень мягкая компонента ( $kT \cong (0,13 - 0,30)$  кэВ) и жесткий степенной хвост с фотонным индексом  $\alpha = 1,9 - 2,3$ ; полная светимость жесткой компоненты в диапазоне 0,5-10 кэВ сравнима со светимостью мягкой компоненты. Некоторые НЗ (например, X1608-522) имеют очень мягкую компоненту в рентгеновском спектре, но жесткий степенной хвост незначителен, хотя и не исключается. Вместе с тем ЧД в спокойном состоянии (например, GS 2023+338 и GRO J1655-40) показывают жесткий степенной хвост ( $\alpha = 0,7 - 1,7$ ), подобный системам с НЗ (Cen X-4 и Aql X-1), но мягкая компонента отсутствует.

Относительно низкая рентгеновская светимость аккрецирующих ЧД в спокойном состоянии ( $L_x^q < (10^{31} - 10^{32})$  эрг  $\text{с}^{-1}$ ) по сравнению с НЗ ( $L_x^q = (10^{32} - 10^{33})$  эрг  $\text{с}^{-1}$ ) качественно согласуется с предсказанием адвекционно-доминированной модели аккреционного диска [33-36], в которой это различие  $L_x^q$  для НЗ и ЧД рассматривается как свидетельство наличия горизонта событий у наблюдаемых ЧД. Как уже отмечалось, в адвекционно-доминированной модели энергия, выделяемая в результате вязкой диссипации в диске, запасается в горячих ионах, которые не успевают передать ее электронам и быстро уходят под горизонт событий. Однако в данном случае имеются существенные количественные несоответствия, не позволяющие однозначно судить о горизонте событий. Дело в том, что оптическая светимость аккреционных дисков у рент-

геновских новых в спокойном состоянии  $L_{\text{opt}}^q = (10^{32} - 10^{33})$  эрг  $\text{с}^{-1}$  [265], т.е. того же порядка, что и рентгеновская светимость  $L_x^q$  аккрецирующих НЗ. Между тем оптическая светимость выделяется благодаря гравитационному энерговыделению на расстоянии  $r \cong 10^{10}$  см от центрального объекта, а рентгеновская — на расстоянии  $r \cong 10^7$  см (радиус светового цилиндра для НЗ, вращающейся с частотой  $\sim 500$  Гц [357]). Поскольку в случае аккрецирующей НЗ вся энергия, выделившаяся из-за диссипации вязких сил, излучается с ее поверхности или вблизи светового цилиндра (тепловая энергия аккрецирующей ЧД может быстро уходить под горизонт событий), рентгеновская светимость аккрецирующей НЗ в спокойном состоянии должна составлять  $L_x^q = (10^{35} - 10^{36})$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , что не наблюдается. Хотя магнитные поля у старых аккрецирующих НЗ в рентгеновских новых относительно малы, в случае большой частоты осевого вращения ( $\sim 1$  кГц) даже при поле в  $\sim 10^8$  Гс эффект пропеллера может быть существенным [357].

Таким образом, хотя наблюдаемые различия в величинах  $L_x^q$  для аккрецирующих НЗ и ЧД качественно согласуются с представлением об отсутствии у ЧД наблюдаемой твердой поверхности, указанное количественное несоответствие не позволяет однозначно судить о горизонте событий у наблюдаемых ЧД. В частности, возможно, низкая светимость ЧД в спокойном состоянии связана с существованием диска-накопителя из газа в ламинарном режиме течения, когда вязкость мала и аккреции нет [358]. Для объяснения рентгеновской светимости аккрецирующих ЧД в спокойном состоянии привлекается также идея существования внутреннего магнитного момента у вращающихся ЧД [357]. Для выяснения причин количественных расхождений необходимы детальные исследования не только рентгеновских светимостей  $L_x^q$ , но и спектров, а также переменности рентгеновских новых в спокойном состоянии на различных временных масштабах (см., например, [344, 359-361]).

Так, рентгеновская переменность двойной системы с ЧД GRS 1915+105 показывает широкий спектр квазипериодических осцилляций (QPO) [362, 316]. В частности, особый интерес представляет класс QPO с максимальной сравнительно стабильной частотой 67 Гц, которая наблюдалась много раз независимо от рентгеновской светимости этой двойной системы [362]. Имеются основания предполагать, что эта максимальная частота 67 Гц в QPO является функцией фундаментальных параметров аккрецирующей ЧД, главным образом, ее массы и момента вращения. Эта частота может быть связана с последней устойчивой орбитой в орбитальном движении отдельных уплотнений плазмы вблизи центральной ЧД. В системе GRO J1655-40 частота квазипериодических осцилляций составляет 300 Гц [363]. Отметим, что орбитальные движения горячих пятен около аккрецирующей ЧД и соответствующая рентгеновская переменность впервые были рассмотрены в работе Сюняева в 1972 г. [144]. В этой работе показано, что существование горячих пятен на поверхности внутреннего диска может приводить к специфической квазипериодической переменности рентгеновского излучения от аккреционного диска. Происхождение горячих пятен может быть связано с пересоединениями силовых линий магнитного поля и с турбулентностью. Время жизни пятна и характерное время его радиального движения к центральной ЧД могут существенно превосходить период орбиталь-

ного движения пятна. Это приводит к относительной стабильности пульсаций рентгеновского излучения. Как отмечено Сюняевым [144], минимальный квазипериод пульсаций рентгеновского излучения от внутренних частей аккреционного диска с горячими пятнами в случае керровской ЧД в 8 раз меньше, чем для невращающейся шварцшильдовской ЧД той же массы. В работе [144] подчеркивается, что наблюдения быстрых квазипериодических пульсаций рентгеновского излучения с периодом  $\sim 10^{-4} - 10^{-2}$  с позволят выяснить природу флуктуирующих рентгеновских источников, выявить ЧД среди них и даже отличить шварцшильдовскую ЧД от керровской.

Частота 67 Гц может быть также связана с сейсмическими колебаниями аккреционного диска в рамках ОТО [364] или с релятивистским увлечением инерциальной системы координат около быстро вращающейся ЧД [365].

В последнее время рассматривается вопрос о существовании магнитных полей у вращающихся заряженных ЧД (см., например, статьи Руффини [366–368], а также [369–372] и обзор Пансли [373]), которые могут формировать релятивистские коллимированные джеты, излучающие до 80 % своей энергии в  $\gamma$ -диапазоне (для одиночных ЧД). Синхротронная компонента излучения в релятивистском джете формирует слабое радио- и оптическое излучение, часть синхротронного излучения из-за обратного комптоновского рассеяния на горячей плазме релятивистских джетов преобразуется в  $\gamma$ -излучение. Согласно [373] (см. также [157]) релятивистское увлечение инерциальной системы координат вблизи горизонта событий вращающейся ЧД, приводящее к эффекту вращающегося пространства-времени (внутри эргосферы ЧД, между горизонтом событий и пределом статичности) создает несбалансированные, возбужденные вращением электромагнитные силы, которые вызывают разделение зарядов. На асимптотической бесконечности магнитное поле однородно и электрическое поле ЧД стремится к нулю. Однако вблизи вращающейся ЧД магнитное поле не является единственным, поскольку здесь из-за релятивистского увлечения инерциальной системы координат создается значительное электрическое поле. Так как электромагнитное поле Керра–Ньюмена всегда выстроено вдоль оси вращения ЧД, вращающаяся заряженная ЧД не может быть пульсаром. Если такая одиночная ЧД быстро вращается, она постоянно формирует релятивистский джет вдоль оси вращения, излучающий (направленно) 80 % энергии в  $\gamma$ -диапазоне и менее 20 % — в других диапазонах (радио, оптическом и т.п.). Если угловой момент ЧД мал или система электрических и магнитных полей вращающейся ЧД разрушена в результате сильной аккреции, происходит электрический разряд ЧД за время менее 1 с. Согласно [373] такой электрический разряд ЧД может объяснить феномен  $\gamma$ -всплесков. Применение модели вращающейся ЧД с внутренним магнитным моментом к маломассивным рентгеновским двойным — рентгеновским новым с ЧД позволяет объяснить наблюдаемую светимость степенной компоненты излучения ЧД в спокойном состоянии [357]. В этой модели предполагается, что степенная компонента рентгеновского излучения ЧД в спокойном состоянии обусловлена потерей энергии вращающейся замагниченной ЧД при взаимодействии магнитного диполя ЧД (ось которого совпадает

с осью вращения ЧД) с внутренним краем аккреционного диска. В работе [291] показано, что имеется хорошая корреляция между максимальной светимостью в рентгеновском диапазоне и соответствующей спектральной плотностью радиопотока для рентгеновских новых с ЧД. Для рентгеновских новых с НЗ такая корреляция лишь слабо выражена. Авторы [291] приходят к выводу, что эти данные указывают на формирование релятивистского джета во время рентгеновской вспышки. Светимость этого джета — функция темпа аккреции на релятивистский объект, но связь его с наблюдаемой рентгеновской светимостью в максимуме зависит от природы аккрецирующего релятивистского объекта (НЗ, ЧД).

Наблюдательные данные о вращении ЧД в рентгеновских двойных системах, основанные, в частности, на анализе светимости квазичернотельной компоненты рентгеновского излучения аккреционных дисков вокруг ЧД, приведены, например, в работах [374, 303]. Аккреционные диски около ЧД, вращающихся в том же направлении, что и аккреционный диск, проникают значительно ближе к ЧД, чем в случае шварцшильдовской ЧД (так как радиус последней устойчивой орбиты для вращающейся ЧД меньше, чем для невращающейся). Поэтому светимость и температура тепловой компоненты рентгеновского излучения у вращающихся аккрецирующих ЧД должны быть повышены. Это наблюдается у двух транзиентных рентгеновских двойных систем с ЧД — микроквазаров GRS 1915+105 и GRO J1655–40, которые, по всей вероятности, содержат быстровращающиеся ЧД [303, 374]. В то же время согласно [374] большинство ЧД в рентгеновских новых являются невращающимися. Информация о вращении ЧД и о пространстве-времени вблизи горизонта может быть получена из анализа высокочастотных QPO в рентгеновском излучении аккрецирующей ЧД (см., например, [144, 375]). Обзор будущих космических миссий, предназначенных для решения этой важнейшей задачи, см., например, в [376].

## 11. Распределение масс релятивистских объектов, звезд Вольфа–Райе (WR) и их СО-ядер в двойных системах

К настоящему времени измерены массы 23 звезд WR в двойных WR+O-системах (см. работу [377] и ссылки в ней). Массы звезд WR лежат в широких пределах: от  $5M_{\odot}$  до  $55,3M_{\odot}$ . Распределение масс звезд WR непрерывно. В то же время сейчас известны массы 34 релятивистских объектов в двойных системах: 15 ЧД и 19 НЗ. Поскольку звезды WR лишены водородных оболочек и находятся на поздней стадии эволюции, они являются непосредственными предшественниками релятивистских объектов. Представляет интерес сравнение распределения масс релятивистских объектов с массами звезд WR и их СО-ядер в конце эволюции [378].

### 11.1. Релятивистские объекты

Как видно из рис. 27, распределение масс релятивистских объектов в двойных системах бимодально [379, 380]. Массы 19 нейтронных звезд лежат в узких пределах:  $m_{\text{НЗ}} = (1-2)M_{\odot}$ , среднее значение массы НЗ  $\bar{m}_{\text{НЗ}} = (1,35 \pm 0,15)M_{\odot}$ . Средняя масса радиопульсаров в двойных системах составляет  $(1,35 \pm 0,04)M_{\odot}$  [327], причем

нет значимого различия между массами радиопульсаров, образовавшихся из звезд WR и при коллапсе белых карликов в тесных двойных системах. В работе [381] на основе новых наблюдений подтверждено сравнительно высокое значение массы НЗ в массивной рентгеновской двойной системе Vela X-1:  $m_x = (1,86 \pm 0,16)M_\odot$ , что имеет важное значение для уточнения уравнения состояния вещества НЗ. Однако даже это, наиболее высокое, значение  $m_x$  для НЗ не выходит за пределы  $2M_\odot$ .

Измеренные значения масс 15 ЧД лежат в пределах  $(\sim 4-16)M_\odot$ . Среднее значение массы ЧД составляет  $\bar{m}_{\text{ЧД}} = 8,8M_\odot$ . Таким образом, средняя масса ЧД равна  $(8-10)M_\odot$ . В интервале масс  $m_x = (2-4)M_\odot$  в двойных системах не наблюдаются ни НЗ, ни ЧД. Этот провал в распределении масс релятивистских объектов не может быть связан с эффектами наблюдательной селекции [377-379].

Рассмотрим различные возможные причины наблюдательной селекции. Прежде всего обсудим возможность распада тесной двойной системы при взрыве сверхновой и образовании релятивистского объекта [377]. Чем меньше масса релятивистского объекта, тем при прочих равных условиях больше масса сброшенной оболочки звезды в случае ее взрыва как сверхновой. Большая часть ЧД обнаружена в рентгеновских новых с маломассивной оптической звездой. При образовании маломассивного релятивистского объекта масса оболочки предсверхновой, сброшенная в результате взрыва, может превосходить половину суммарной массы двойной системы и, соответственно, приводить к распаду системы.

В этом случае провал в распределении масс релятивистских объектов в диапазоне  $m_x = (2-4)M_\odot$  может быть связан с тем, что тесных двойных систем в таком диапазоне масс  $m_x$  не существует из-за их распада, однако реальное распределение  $m_x$  по массам непрерывно, в том числе и в диапазоне  $m_x = (2-4)M_\odot$  (напомним, что все значения  $m_x$  в табл. 5 определены по движению оптических звезд в тесных двойных системах). Но тогда, поскольку с уменьшением массы релятивистского объекта увеличивается вероятность распада двойной системы, наименьшее число двойных должно быть среди систем с наименее массивными релятивистскими объектами, т.е. с НЗ, что не согласуется с наблюдениями; имеется большое число маломассивных рентгеновских двойных с НЗ, причем среди рентгеновских новых доля двойных систем с НЗ составляет 30%. Поэтому эффект наблюдательной селекции, связанный с распадом двойной системы, несуществен.

Другой эффект наблюдательной селекции при исследовании распределения масс релятивистских объектов отмечен Чарльзом [321]: для малых значений  $m_x$  из-за прогрева вещества аккреционного диска рентгеновским излучением центрального аккрецирующего релятивистского объекта феномен транзитного рентгеновского источника не наблюдается и маломассивная рентгеновская двойная система постоянно находится в высоком состоянии. Это не позволяет увидеть в ее спектре линии поглощения оптической звезды и измерить соответствующую функцию масс. Поэтому может оказаться, что реальное распределение  $m_x$  непрерывно, но в интервале  $m_x = (2-4)M_\odot$  все маломассивные рентгеновские двойные системы находятся в высоком состоянии и имеют яркие аккреционные диски, не позволяющие измерить функцию масс оптической звезды. Но в этом

случае наиболее вероятно ожидать такой эффект от аккрецирующих НЗ, которые имеют наименьшую массу, твердые поверхности и потому могут эффективно прогревать аккреционный диск. Между тем, как уже отмечалось, доля маломассивных двойных рентгеновских систем с НЗ среди рентгеновских новых весьма значительна ( $\sim 30\%$ ), и у одной рентгеновской новой с НЗ (V822 Cen) даже измерена функция масс оптической звезды  $f_x(m) = (0,20 \pm 0,05)M_\odot$ . Таким образом, наблюдения показывают, что прогрев аккреционного диска даже аккрецирующей НЗ не всегда в состоянии полностью стабилизировать диск и выключить феномен рентгеновской новой. Поэтому эффект наблюдательной селекции, отмеченный Чарльзом [321], по-видимому, несуществен.

Еще один возможный эффект наблюдательной селекции рассмотрен Вайерсом [382] в связи с проблемой существования маломассивных ( $m_x \leq 2M_\odot$ ) ЧД. Если коллапсирующее железное ядро массивной звезды несколько меньше по массе, чем максимальная масса НЗ, то отскок коллапсирующей оболочки предсверхновой и формирующаяся ударная волна ведут к взрыву сверхновой и образованию НЗ. Как только вещество вновь образовавшейся НЗ слегка уменьшает давление ввиду охлаждения НЗ и диффузии нейтрино, она становится по массе превосходящей верхний предел массы холодной НЗ и коллапсирует в ЧД [383, 384]. Обратное падение части вещества оболочки на НЗ стимулирует ее коллапс и формирование сравнительно маломассивной ЧД. В этой связи отметим, что Брандт и др. [330] объяснили высокую пекулярную скорость центра масс рентгеновской новой GRO J1655-40 ( $-114 \text{ км с}^{-1}$ ) как следствие двухстадийного коллапса ядра массивной звезды. Браун и Бете [384] предсказали, что звезды с начальными массами  $(18-30)M_\odot$  должны формировать маломассивные ЧД с массами  $m_x \leq 2M_\odot$ . При этом они предполагали мягкое уравнение состояния вещества НЗ, при котором максимальная масса НЗ  $\sim 1,5M_\odot$ . В этом случае предсказывается  $\sim 5 \times 10^8$  маломассивных ЧД в Галактике, столько же, сколько массивных ЧД. Почему же маломассивные ЧД до сих пор не открыты в рентгеновских двойных системах?

Как отметили Браун и др. [385], из-за очень сильной потери массы в виде ветра обнажившегося гелиевого ядра (звезды WR) первоначально массивной звезды в тесной двойной системе формирование маломассивной ЧД в двойной системе менее вероятно, чем в случае массивной одиночной звезды с мощной водородной оболочкой. Звезда WR, сформировавшаяся в результате обмена масс в тесной двойной системе, теряет большую часть своей массы в виде интенсивного ветра до того, как в ее ядре сформируется железное ядро, и конечная масса железного ядра получается значительно уменьшенной по сравнению с одиночной звездой той же начальной массы [386, 387]. Поэтому в ТДС, согласно Вайерсу, должны образовываться в основном НЗ с  $m_x \leq 1,5M_\odot$ , а ЧД с  $1,5 \leq m_x \leq 2M_\odot$  не образуются.

Однако принимая во внимание новые наблюдательные результаты относительно клочковатой структуры ветров звезд WR (см. ниже), мы должны уменьшить темп потери массы звездами WR по крайней мере в 2-4 раза [388-391]. Поэтому, как отмечено в [380, 377, 53], эффект потери массы в виде звездного ветра для звезд WR не столь существен, как это считалось ранее.



Маломассивные ЧД, если они существуют, должны формироваться с почти одинаковой вероятностью как в одиночных звездах, так и в тесных двойных системах. Отмеченный Вайерсом эффект наблюдательной селекции, связанный с потерей массы в виде звездного ветра звезд WR в двойных системах, несуществен. Но тогда возникает вопрос: почему мы не наблюдаем маломассивные ЧД в рентгеновских двойных системах? Вайерс [382] предложил две рентгеновские двойные системы, которые могли бы содержать маломассивные ЧД: 4U 1700–37 (массивная рентгеновская двойная, содержащая непulsирующий компактный рентгеновский источник с массой  $(\sim 1,5–1,8)M_{\odot}$ ) и GRO J0422+32 (маломассивная рентгеновская двойная с транзиентным рентгеновским источником — черной дырой с предположительно малой массой  $m_x \leq 2,5M_{\odot}$ ). Недавняя новая оценка наклона орбиты  $i$  для системы GRO J0422+32 по инфракрасной эллипсоидальной кривой блеска привела к большой массе ЧД в этой системе:  $m_x > 9M_{\odot}$  [392]. Вместе с тем, рентгеновский спектр и спектральное поведение компактной компоненты в системе 4U 1700–37 несущественно отличаются от соответствующих характеристик типичных рентгеновских пульсаров в массивных рентгеновских двойных системах [393, 394]. Поэтому у нас нет оснований считать непulsирующий рентгеновский источник в системе 4U 1700–37 реальной маломассивной ЧД. Все эти факты свидетельствуют о том, что, по-видимому, маломассивные ЧД либо не существуют, либо их число относительно мало и провал в распределении масс НЗ и ЧД в интервале  $m_x = (2–4)M_{\odot}$  реален.

Еще один эффект наблюдательной селекции связан с тем, что может оказаться, что из-за аккреции вещества спутника — нормальной звезды в тесной двойной системе релятивистские объекты дополнительно наращивают массу. Это приведет к тому, что распределение масс НЗ и ЧД в двойных системах будет систематически отличаться от распределения масс одиночных релятивистских объектов. Как отмечено в [395, 53], аккреция вещества в двойных системах не может привести к значительным изменениям масс релятивистских объектов. Хорошо известно, что периоды вращения миллисекундных пульсаров в тесных двойных системах непрерывно укорачиваются из-за аккумуляции углового момента аккрецирующего вещества (см., например, [396]). Аккреция вещества приводит к увеличению массы миллисекундных пульсаров, но незначительно (на  $\sim 0,2M_{\odot}$ ) по сравнению с массой в момент их рождения [397]. Согласно наблюдениям не намечается значимой разницы в массах миллисекундных радиопулсаров и сравнительно долгопериодических рентгеновских пульсаров, что согласуется с теоретическим предсказанием. Среди известных ЧД в двойных системах большинство оптических спутников — звезды, близкие к главной последовательности спектральных классов А–М. Эти звезды успели потерять в процессе обмена масс лишь незначительную часть своей массы, поэтому массы ЧД в таких системах близки к их массам в момент образования. Имеются три рентгеновские новые со спутниками-субгигантами и гигантами: V404 Cyg (K0IV), XN Sco 1994 (F5IV) и SAX J1819.3–2525 = V4641 Sgr (B9III). Можно было бы предполагать, что массы ЧД в этих системах возросли в процессе аккреции вещества спутников. Однако если

учесть, что из-за наличия стимулированного звездного ветра, возникающего при облучении рентгеновскими квантами от аккрецирующего релятивистского объекта во время рентгеновской вспышки, более 90 % вещества спутника покидает систему и лишь не более 10 % передается аккрецирующей ЧД [398–400], то и в этих случаях мы вынуждены признать прирост массы ЧД в процессе аккреции незначительным.

В массивных рентгеновских двойных (Cyg X-1, LMC X-1, LMC X-3) временная шкала обмена масс очень короткая ( $\sim 10^4–10^5$  лет), поэтому увеличение массы ЧД в процессе аккреции для этих систем также незначительно. Таким образом, можно заключить [395, 53], что нельзя объяснить большие массы ЧД в тесных двойных системах наращиванием массы в процессе аккреции при обмене масс. Массы ЧД должны были быть в большинстве случаев большими (в среднем  $\sim (8–10)M_{\odot}$ ) в процессе их рождения. Поэтому провал в распределении масс НЗ и ЧД в области  $(2–4)M_{\odot}$  нельзя объяснить эффектами, связанными с обменом масс и аккрецией в тесных двойных системах.

Таким образом, трудно придумать механизм наблюдательной селекции, который бы так немонотонно зависел от массы релятивистского объекта  $m_x$  и обеспечивал наблюдаемый провал в распределении  $m_x$  в диапазоне  $(2–4)M_{\odot}$ . У нас есть все основания считать этот провал реальным: почему-то в двойных системах не рождаются очень массивные ( $m_x > 2M_{\odot}$ ) НЗ и маломассивные ( $m_x < 4M_{\odot}$ ) ЧД. Учитывая изложенное выше, этот же вывод можно отнести и к одиночным релятивистским объектам. В этой связи представляется интересным сравнить наблюдаемое бимодальное распределение масс релятивистских объектов с распределением масс звезд WR и их углеродно-кислородных ядер в конце эволюции  $M_{\text{CO}}^f$ , которые в двойных системах являются производителями НЗ и ЧД.

## 11.2. Звезды Вольфа – Райе и их СО-ядра в конце эволюции

По современным представлениям (см., например, [377]), звезды Вольфа – Райе (WR) I типа населения являются обнаженными гелиевыми ядрами первоначально массивных звезд, потерявших основную часть своих водородных оболочек либо вследствие обмена масс в двойных системах [401], либо в результате интенсивной потери массы одиночной массивной звездой в виде звездного ветра [402, 403]. Звезды WR, как массивные горячие, невырожденные, в основном гелиевые звезды, находящиеся на поздней стадии эволюции, должны взрываться как сверхновые типа Ib или Ic и формировать в результате коллапса своих СО-ядер релятивистские объекты.

Производителями релятивистских объектов могут быть не только звезды WR, но и другие массивные звезды, например красные и голубые сверхгиганты нормального поверхностного химического состава. В частности, сверхновая 1987А, вспыхнувшая в Большом Магеллановом Облаке, связана с коллапсом ядра сверхгиганта В31 [404]. Однако поскольку мы изучаем массы релятивистских объектов исключительно в двойных системах, сравнение масс НЗ и ЧД с массами звезд WR является корректным, так как в двойной системе массивная звезда всегда быстро теряет свою водородную оболочку и превращается в звезду WR. В большинстве эволюционных сценариев для тесных двойных систем,

содержащих массивную звезду, последняя в конце концов порождает звезду WR, которая, взрываясь как сверхновая, образует НЗ или ЧД (см., например, [405–407, 398, 399, 408–412, 396]). Лишь в случае радиопульсаров в двойных системах с круговыми орбитами и маломассивными белыми карликами в качестве спутников рассматривается возможность образования нейтронной звезды, минуя стадию звезды WR, в результате коллапса белого карлика, нарастившего свою массу до чандрасекаровского предела вследствие аккреции вещества спутника — маломассивной невырожденной звезды [396].

Таким образом, современные данные позволяют заключить, что все НЗ и ЧД в рентгеновских двойных системах (массивных и маломассивных) и большая часть радиопульсаров в двойных системах образуются в результате коллапсов СО-ядер звезд WR. Новейшие наблюдательные данные (усиленное обилие тяжелых элементов, образующихся при  $\alpha$ -захватах, найденное по спектрам оптических звезд в рентгеновских двойных системах GRO J1655–40 (XN Sco 1994) и SAX J1819.3–2525, большая пекулярная скорость у систем GRO J1655–40 и XTE J1118+480, а также большая высота над галактической плоскостью для системы XTE J1118+480) свидетельствуют о том, что, по крайней мере, для некоторых звезд WR в двойных системах коллапс СО-ядер сопровождается взрывом сверхновой (по-видимому, типа Ib или Ic).

При сравнении масс релятивистских объектов с массами звезд WR необходимо учесть интенсивную радиальную потерю массы этими звездами в виде звездного ветра (темп потери массы  $\dot{M} \cong 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ ). Впервые учет потери массы в виде звездного ветра для звезд WR в зависимости от массы звезды WR был выполнен Лангером [413]. Он вывел формулу, связывающую величины  $\dot{M}_{WR}$  и  $M_{WR}$ :

$$\dot{M}_{WR} = -(0,6-1,0) \times 10^{-7} \left( \frac{M_{WR}}{M_{\odot}} \right)^{2,5},$$

где коэффициент 0,6 соответствует звездам WNE (звездам WR азотной последовательности ранних подклассов), а коэффициент 1,0 — звездам WC и WO (звездам WR углеродной и кислородной последовательности). Использование этой формулы приводит к так называемому эффекту сходимости: практически независимо от начальной массы звезды WR масса звезды WR в конце эволюции и ее углеродно-кислородного ядра не превышает нескольких масс Солнца ( $\sim (2-4)M_{\odot}$ ). Но тогда как понять существование ЧД с массами в  $(10-15)M_{\odot}$ ? Ведь это надежный наблюдательный факт (см. табл. 5). В работе [377] с учетом клочковатости ветра звезд WR, который позволяет уменьшить величины  $\dot{M}_{WR}$  в несколько раз, вычислены конечные массы звезд WR и их СО-ядер. При этом использовалась эмпирическая зависимость

$$\dot{M}_{WR} = k M_{WR}^{\alpha},$$

полученная из анализа поляризационных наблюдений примерно десятка двойных звезд WR+O (работы группы Моффата [414]). В этой формуле  $\alpha = 1-2$ , причем значение  $\alpha = 1$  более предпочтительно [414].

Клочковатость ветра звезд WR выявлена в работах [388, 415]. Как отмечено в [416, 389], ввиду того, что

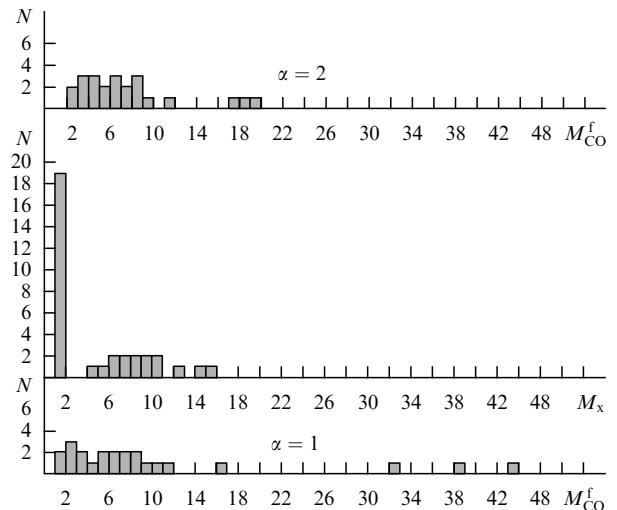


Рис. 30. Гистограммы распределения конечных масс углеродно-кислородных ядер  $M_{CO}^f$  для 23 звезд WR с известными массами (нижний график соответствует случаю  $\alpha = 1$  в уравнении  $\dot{M}_{WR} = k M_{WR}^{\alpha}$ , верхний — случаю  $\alpha = 2$ ). В середине показана гистограмма распределения масс  $M_x$  для 34 релятивистских объектов в двойных системах. (Массы  $M_{CO}^f$  и  $M_x$  выражены в единицах  $M_{\odot}$ .) Высокий пик в диапазоне  $(1-2)M_{\odot}$  соответствует НЗ. Распределения  $M_{CO}^f$  непрерывны, а распределение  $M_x$  бимодально с провалом в области значений масс  $M_x = (2-4)M_{\odot}$  (из работ [377, 378]).

интенсивность теплового радио- и инфракрасного излучения ветров звезд WR квадратично зависит от плотности, величины  $\dot{M}$ , полученные из анализа радио- и ИК-наблюдений звезд WR (а это основной источник данных о  $\dot{M}_{WR}$ ), завышены в несколько раз. Учет клочковатости ветра звезд WR позволяет уменьшить  $\dot{M}_{WR}$  в несколько раз и тем самым избежать известного эффекта сходимости при расчете конечных масс звезд WR и их СО-ядер.

Результаты расчетов конечных масс СО-ядер звезд WR с известными массами суммированы на рис. 30, где приведены распределения масс 34 релятивистских объектов и конечных масс СО-ядер 23 звезд WR (для случаев  $\alpha = 1$  и  $\alpha = 2$ ). Видно, что при учете клочковатости ветра звезды WR массы  $M_{CO}^f$  распределены в широком диапазоне: от  $(1-2)$  до  $(20-44)M_{\odot}$ . Распределение масс  $M_{CO}^f$  непрерывно, в отличие от распределения масс релятивистских объектов. Средняя масса  $\bar{M}_{CO}^f = 10,3M_{\odot}$  для  $\alpha = 1$  и  $\bar{M}_{CO}^f = 7,4M_{\odot}$  для  $\alpha = 2$  и близка к средней массе ЧД  $\bar{M}_{ЧД} = (8-10)M_{\odot}$ .

Таким образом (см. рис. 30), распределение масс релятивистских объектов бимодально, несмотря на то, что распределение их производителей — СО-ядер звезд WR в конце эволюции непрерывно. В последнее время появились наблюдательные свидетельства того, что вспышки сверхновых типа Ibс, сопутствующие коллапсу СО-ядер звезд WR, распределены по светимостям в максимуме также бимодально [417]. Различие в распределениях масс означает, что не только масса предшественника определяет природу сформировавшегося релятивистского объекта (НЗ, ЧД), но и другие параметры предшественника — магнитное поле, вращение, статистический исход коллапса и т.п. [411, 418–420]. Эффекты вращения для некоторых звезд WR были измерены в последние годы по деполаризации излучения в эмиссионных линиях (см., например, [421]). Доля быстро вращающихся звезд WR составляет  $\sim (15-20)\%$  [421]. Дальней-

шие теоретические исследования обнаруженного нами различия в распределении масс релятивистских объектов и их производителей — СО-ядер звезд WR представляют большой интерес для теории звездной эволюции. Например, в работе [422] сделан качественный вывод о том, что провал в распределении масс НЗ и ЧД может быть объяснен, если предположить мягкое уравнение состояния вещества НЗ и действие магнито-ротационного механизма (типа описанного в [420]), который при определенных условиях препятствует обратному падению части сброшенной оболочки сверхновой на сформировавшуюся в процессе коллапса быстро вращающуюся сильно намагниченную НЗ. Другая возможность получения провала в распределении масс релятивистских объектов в диапазоне  $(2-4)M_{\odot}$  связана с постулированием ступенчатой функции для зависимости энергии взрыва сверхновой от массы предшественника [423]:  $E_{\text{exp}} = 2,5 \times 10^{51}$  эрг для  $M_{\text{prog}} < 23M_{\odot}$  и  $E_{\text{exp}} = 0$  для  $M_{\text{prog}} > 23M_{\odot}$ . Процессы формирования ЧД при коллапсе ядер массивных звезд описаны, например, в [424].

В работе [425] обоснована гипотеза о том, что коллапсы ядер звезд WR могут быть источниками  $\gamma$ -всплесков, поскольку, в частности, большой разброс по массам финальных СО-ядер звезд WR и бимодальное распределение масс релятивистских объектов согласуются с большим разбросом по энергиям наблюдаемых  $\gamma$ -всплесков и возможным бимодальным распределением энергий  $\gamma$ -всплесков. Звезды WR лишены мощных водородных оболочек, что облегчает трансформацию энергии коллапса ядра звезды в наблюдаемое  $\gamma$ -излучение [426].

## 12. Заключение

Здесь описано современное состояние проблемы поиска как сверхмассивных ЧД в ядрах галактик, так и ЧД звездной массы. Мы не касались проблемы поиска первичных ЧД и ЧД промежуточных масс ( $m_{\text{ch}} = (10^2 - 10^4)M_{\odot}$ ) ввиду скудности имеющихся наблюдательных данных и неоднозначности их интерпретации. Интересующихся этой проблемой отсылаем к обзорам [4, 56]. Не рассмотрены также очень обнадеживающие результаты поиска одиночных ЧД звездной массы ( $m_{\text{ch}} \cong 6M_{\odot}$ ) по эффектам гравитационного микролинзирования (об этом см. статьи Беннетт и др. [63] и Мао и др. [64]), а также проблемы поиска ЧД в шаровых звездных скоплениях [62, 427, 428], в центрах которых (например, M15) можно подозревать наличие ЧД промежуточных масс  $\sim 2500M_{\odot}$  [62]. Следует отметить, что впервые задача систематического поиска одиночных ЧД, аккрецирующих вещество межзвездной среды, была поставлена Шварцманом [143, 429]. Важно, что в настоящее время решение проблемы поиска ЧД поставлено на прочный наблюдательный базис, и сейчас мы имеем много (около 100) надежных кандидатов в ЧД с измеренными массами и ограничениями по размерам. Особо подчеркнем: из наблюдений следует, что все необходимые условия, накладываемые на наблюдательные проявления ЧД общей теорией относительности Эйнштейна, выполняются. Это сильно укрепляет нашу уверенность в реальном существовании ЧД во Вселенной.

Главная задача, которую предстоит решить в ближайшем десятилетии — поиск достаточных критериев того, что найденные кандидаты в ЧД являются реаль-

ными ЧД. Перечислим кратко возможные эксперименты, которые позволят решить эту принципиально важную проблему.

1. Использование космических интерферометров с угловым разрешением до  $10^{-7}$  секунды (например, рентгеновского интерферометра [115]) и прямые наблюдения процессов вблизи горизонта событий ЧД в ядрах нашей и ближайших галактик.

2. Поиск и исследование гравитационно-волновых всплесков от слияния ЧД в двойных системах с помощью лазерных гравитационно-волновых антенн нового поколения (LIGO, LISA и т.п.) (см. обзор Грищука и др. [430]), а также недавнюю работу Хагеса [431]).

3. Обнаружение радиопульсаров в двойных системах с ЧД (ожидается один пульсар в паре с ЧД на  $\sim 1000$  пульсаров, сейчас известно уже около 1500 пульсаров).

4. Детальные исследования спектров, интенсивности, поляризации и переменности рентгеновского и  $\gamma$ -излучения от аккрецирующих ЧД с помощью орбитальных обсерваторий нового поколения [432–434, 361].

5. Наблюдения и интерпретация эффектов гравитационного микролинзирования ядер галактик звездами более близких галактик — гравитационных линз. Разрешение этого метода может достигать  $10^{-6}$  секунды дуги [435], что позволит изучить структуру ближайших окрестностей ЧД в ядрах галактик.

6. Рутинное накопление сведений о массах ЧД и НЗ, статистическое сравнение различий в наблюдательных проявлениях аккрецирующих НЗ и ЧД.

Автор благодарит Б.В. Комберга и Н.Г. Бочкарева за внимательное прочтение рукописи статьи и ценные замечания, а также Ю.Н. Гнедина за обсуждение работы.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 00-15-96553).

## Примечания при корректуре

В работе R. Schödel et al. [436] построена орбита звезды S2, обращающейся вокруг сверхмассивной ЧД в ядре нашей Галактики. Орбитальный период звезды S2 составляет 15,2 года, эксцентриситет орбиты 0,87, большая полуось орбиты  $4,62 \times 10^{-3}$  пк, масса ЧД  $(3,7 \pm 1) \times 10^6 M_{\odot}$ . Плотность темного вещества в измеренной области достигает  $10^{17} M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$ , характерное динамическое время распада предполагаемого скопления отдельных темных тел в ядре Галактики  $\sim 10^5$  лет, что усиливает вывод о том, что массивный компактный объект в ядре Галактики является единым телом, скорее всего, черной дырой. Эти наблюдения уверенно отвергают модель вырожденного фермионного шара для ядра Галактики. С. Tadhunter et al. [437] динамическим методом измерили массу сверхмассивной ЧД в ядре активной галактики Cyg A:  $m_{\text{ch}} = (2,5 \pm 0,7) \times 10^9 M_{\odot}$ . Это значение массы ЧД согласуется с общими свойствами галактики Cyg A, несмотря на экстремально сильную радиосветимость этой галактики.

В работе R.J. McLure и M.J. Jarvis [438] предложен метод оценки масс сверхмассивных ЧД в ядрах квазаров, основанный на использовании светимости квазара в области  $3000 \text{ \AA}$  в сопутствующей системе отсчета, который позволяет оценивать массы ЧД в квазарах с большими красными смещениями  $0,25 < z < 2,5$  с помощью одних оптических наблюдений. R. Edelson et al. [439] по быстрой переменности рентгеновского излучения ядер

двух сейфертовских галактик I типа Ark 564 и Tons 180 ( $\Delta t \approx 1000$  с, переменность в 2 раза) оценили верхний предел для радиусов сверхмассивных ЧД  $r \leq 15r_g$ .

D.C. Shin et al. [440] из соображений подобия спектров переменности рентгеновских светимостей системы Cyg X-1 и ядра карликовой галактики NGC 4395 определили массу ядра галактики NGC 4395 ( $10^4 - 10^5$ )  $M_\odot$ , которая лежит в интервале промежуточных масс для ЧД. В работе Filippenko A et al. [441] дана оценка массы ЧД в ядре сейфертовской галактики I типа без балджа ( $10^4 - 10^5$ )  $M_\odot$ . Обзор по ЧД промежуточных масс как в галактиках, так и в шаровых скоплениях опубликован в работе R.P. van der Marel [442].

В работе G.X. Xie et al. [443] предполагается, что период в фотометрической переменности квазара PKS 1510-089 составляет 336 сут и что, возможно, ядро этого квазара представляет собой двойную сверхмассивную ЧД с массами компонент  $10^8 M_\odot$  и  $10^{6.2} M_\odot$ , радиусом относительной орбиты 378 гравитационных радиусов первичной ЧД и временем жизни  $\sim 10^6$  лет. E.K. Velorime et al. [444] динамическим методом получили массу ядра галактики M32:  $M_x = (2,5 \pm 0,5) \times 10^6 M_\odot$ . Длительные рентгеновские наблюдения с борта обсерватории ХММ ядра сейфертовской галактики MCG-6-30-15 [445] подтвердили присутствие широкой компоненты эмиссионной линии железа и вывод о том, что внутренний край аккреционного диска формируется вблизи  $2r_g$  от центральной ЧД. Это свидетельствует о том, что сверхмассивная ЧД в этой галактике является вращающейся.

Q. Yu и S. Tremaine [446] рассмотрели модели роста масс сверхмассивных ЧД и соответствующие наблюдательные ограничения. В работе X.-B. Wu et al. [447] по морфологии галактик оценены массы сверхмассивных ЧД в активных ядрах галактик (63 галактики типа BL Lac, 10 радиогалактик, 19 квазаров), которые лежат в диапазоне ( $10^{7.5} - 10^9$ )  $M_\odot$ .

D.R. Gies et al. [448] обнаружили в оптическом спектре объекта SS 433 линии поглощения оптической звезды и измерили ее функцию масс. Масса оптической звезды A7 Ib  $m_v = (19 \pm 7) M_\odot$ , масса ЧД  $m_x = (11 \pm 5) M_\odot$ . J.A. Orosz et al. [449] дали динамическую оценку масс компонент и параметров рентгеновской новой — микроквазара XTE J1550-564: период  $p = 1^d,552 \pm 0^d,010$ , функция масс оптической K3 III звезды  $f_v(m) = (6,86 \pm 0,71) M_\odot$ , отношение масс  $q = m_x/m_v = 6,6$  (+2,5; -1,6; 67%-ный доверительный интервал), масса ЧД  $9,68 M_\odot \leq m_x \leq 11,58 M_\odot$ . В работе A.V. Filippenko и R. Chornock [450] определены параметры рентгеновской новой XTE J1859+226: период  $p = 0^d,382(3)$ ,  $f_v(m) = (7,4 \pm 1,1) M_\odot$ , масса ЧД  $m_x = (7,6 - 12,0) M_\odot$ .

В работе M.R. Garcia et al. [451] подмечено, что среди 14 рентгеновских двойных систем — рентгеновских новых с измеренными массами ЧД четыре системы имеют достаточно протяженные релятивистские джеты, причем все эти 4 системы имеют длинные орбитальные периоды. По-видимому, существуют пока неизвестные процессы, которые благоприятствуют формированию протяженных релятивистских джетов в долгопериодических рентгеновских двойных системах. В работе М.Б. Богданова и А.М. Черепашука [452] рассчитаны наблюдаемые эффекты гравитационного микролинзирования звезд пространственно-временным туннелем.

## Список литературы

1. Wheeler J A *Astrophys. J.* **56** 1 (1968)
2. Гинзбург В Л *О физике и астрофизике* 3-е изд. (М.: Бюро Квантум, 1995) с. 111
3. Гинзбург В Л *УФН* **169** 419 (1999)
4. Новиков И Д, Фролов В П *УФН* **171** 307 (2001)
5. Новиков И Д, Фролов В П *Физика черных дыр* (М.: Наука, 1986) с. 88
6. Шапиро С, Тьюколски С *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды* Т. 2 (М.: Мир, 1985) с. 357
7. Зельдович Я Б, Новиков И Д *Релятивистская астрофизика* (М.: Наука, 1967) с. 286
8. Thorne K S, Price R H, Macdonald D A (Eds) *Black Holes: The Membrane Paradigm* (New Haven: Yale Univ. Press, 1986)
9. Зельдович Я Б *ДАН СССР* **155** 67 (1964)
10. Salpeter E E *Astrophys. J.* **140** 796 (1964)
11. Novikov I D, Zeldovich Ya B *Nuovo Cimento Suppl.* **4** 810 (1966)
12. Zeldovich Ya B, Guseynov O H *Astrophys. J.* **144** 840 (1966)
13. Trimble V L, Thorne K S *Astrophys. J.* **156** 1013 (1969)
14. Шакура Н И *Астрон. журн.* **49** 921 (1972)
15. Shakura N I, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **24** 337 (1973)
16. Pringle J E, Rees M J *Astron. Astrophys.* **21** 1 (1972)
17. Novikov I D, Thorne K S, in *Black Holes* (Eds C DeWitt, B S DeWitt) (New York: Gordon and Breach, 1973) p. 343
18. Forman W C et al. *Astrophys. J. Suppl.* **38** 357 (1978)
19. Webster N L, Murdin P *Nature* **235** 37 (1972)
20. Cherepashchuk A M et al. *Inform. Bull. Var. Stars* (720) 1 (1972)
21. Bahcall J N, Bahcall N A *Astrophys. J.* **178** L1 (1972)
22. Лютый В М, Сюняев Р А, Черепашук А М *Астрон. журн.* **50** 3 (1973)
23. Лютый В М, Сюняев Р А, Черепашук А М *Астрон. журн.* **51** 1150 (1974)
24. Гончарский А В, Романов С Ю, Черепашук А М *Конечнопараметрические обратные задачи астрофизики* (М.: Изд-во МГУ, 1991) с. 99
25. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **74** 880 (1997)
26. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **74** 889 (1997)
27. Bisikalo D V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **300** 39 (1998)
28. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **75** 40 (1998)
29. Хрузина Т С и др. *Астрон. журн.* **78** 625 (2001)
30. Molteni D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **327** 1103 (2001)
31. Rees M J, in *The Galactic Center* (AIP Conf. Proc., Vol. 83, Eds G R Riegler, R D Blandford) (New York: American Institute of Physics, 1982) p. 166
32. Begelman M C *Nature* **322** 614 (1986)
33. Abramowicz M A et al. *Astrophys. J.* **332** 646 (1988)
34. Narayan R, Yi I *Astrophys. J.* **452** 710 (1995)
35. Narayan R *Astrophys. J.* **462** 136 (1996)
36. Narayan R, McClintock J E, Yi I *Astrophys. J.* **457** 821 (1996)
37. Bisnovatyi-Kogan G S, Lovelace R V E *Astrophys. J.* **486** L43 (1997)
38. Blandford R D, Begelman M C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **303** L1 (1999)
39. Bisnovatyi-Kogan G S, Lovelace R V E *New Astron. Rev.* **45** 663 (2001)
40. Merloni A, Fabian A C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **332** 165 (2002)
41. Зельдович Я Б, Новиков И Д *ДАН СССР* **158** 811 (1964)
42. Lynden-Bell D *Nature* **223** 690 (1969)
43. Rees M J *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **22** 471 (1984)
44. Дибай Э А *Астрон. журн.* **57** 677 (1980)
45. Blandford R D, Rees M J, in *Testing the AGN Paradigm: Proc. of the 2nd Annual Topical Astrophysics Conf., College Park, MD, Oct. 14-16, 1991* (AIP Conf. Proc., Vol. 254, Eds S S Holt, S G Neff, C M Urry) (New York: American Institute of Physics, 1992) p. 3
46. Chakrabarti S K (Ed.) *Observational Evidence for Black Holes in the Universe* (Astrophys. and Space Sci. Library, Vol. 234) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1999)
47. Block D I et al. (Eds) *Toward a New Millennium in Galaxy Morphology: Proc. of an Intern. Conf., Midrand, South Africa, Sept. 13-18, 1999* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2000)
48. Kaper L, van den Heuvel E P J, Woudt P A (Eds) *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostics, Demography, and Formation: Proc. of the ESO Workshop, Garching, Germany, 6-8 Sept. 1999, in Honour of Riccardo Giacconi* (ESO Astrophys. Symposia) (Berlin: Springer, 2001)
49. Черепашук А М *УФН* **166** 809 (1996)

50. Ho L, in *Observational Evidence for the Black Holes in the Universe* (Astrophys. and Space Sci. Library, Vol. 234, Ed. S K Chakrabarti) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1999) p. 157
51. Charles P, in *Theory of Black Hole Accretion Disks* (Eds M A Abramowicz, G Björnsson, J E Pringle) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1998) p. 1
52. Novikov I D, in *Relativistic Astrophysics and Cosmology: Proc. of the Spanish Relativity Meeting, La Laguna, Tenerife, Spain, Sept. 4–7, 1995* (Eds J Buitrago, E Mediavilla, A Oscoz) (Singapore: World Scientific, 1997) p. 51
53. Cherepashchuk A M *Space Sci. Rev.* **93** 473 (2000)
54. Srinivasan G, in *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostics, Demography, and Formation* (ESO Astrophys. Symposium, Eds L Kaper, E P J van den Heuvel, P A Woudt) (Berlin: Springer, 2001) p. 45
55. Hawking S W *Nature* **248** 30 (1974)
56. Colbert E J M, Mushotzky R F *Astrophys. J.* **519** 89 (1999)
57. Taniguchi Y et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **52** 533 (2000)
58. Mouri H, Taniguchi Y *Astrophys. J. Lett.* **566** L17 (2002)
59. Larson R B *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **332** 155 (2002)
60. Weisskopf M C *Chandra News* (8) 1 (2001)
61. Roberts T P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **325** L7 (2001)
62. Gebhardt K et al. *Astron. J.* **119** 1268 (2000)
63. Bennett D P et al. *Astrophys. J.* **579** 639 (2002); astro-ph/0109467
64. Mao S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **329** 349 (2002)
65. Дибай Э А *Астрон. журн.* **61** 417 (1984)
66. Дибай Э А *Астрон. журн.* **61** 209 (1984)
67. Woltjer L *Astrophys. J.* **130** 38 (1959)
68. Ghez A M et al. *Astrophys. J.* **509** 678 (1998)
69. Kormendy J, Richstone D *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **33** 581 (1995)
70. Fromerth M J, Melia F *Astrophys. J.* **549** 205 (2001)
71. Шкловский И С *Астрон. журн.* **42** 893 (1965)
72. Bahcall J N, Kozlovsky B-Z *Astrophys. J.* **155** 1077 (1969)
73. Дибай Э А, Проник В И *Астрон. журн.* **44** 952 (1967)
74. Bahcall J N, Kozlovsky B-Z, Salpeter E E *Astrophys. J.* **171** 467 (1972)
75. Blandford R D, McKee C F *Astrophys. J.* **255** 419 (1982)
76. Антохин И И, Бочкарев Н Г *Астрон. журн.* **60** 448 (1983)
77. Лютый В М, Черепашук А М *Астрон. циркуляр* (633) 3 (1971)
78. Лютый В М, Черепашук А М *Астрон. циркуляр* (688) 1 (1972)
79. Cherepashchuk A M, Lyutyi V M *Astrophys. Lett.* **13** 165 (1973)
80. Лютый В М, Черепашук А М *Астрон. циркуляр* (831) 1 (1974)
81. Лютый В М, Черепашук А М *Астрон. журн.* **63** 897 (1986)
82. Koratkar A P, Gaskell C M *Astrophys. J. Suppl.* **75** 119 (1991)
83. Peterson B M, Wandel A *Astrophys. J.* **521** L95 (1999)
84. Tohline J E, Osterbrock D E *Astrophys. J.* **210** L117 (1976)
85. Phillips M M *Astrophys. J. Suppl.* **38** 187 (1978)
86. Ulrich M H et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **206** 221 (1984)
87. Peterson B M et al. *Astrophys. J.* **501** 82 (1998)
88. Wandel A, Peterson B M, Malkan M A *Astrophys. J.* **526** 579 (1999)
89. Peterson B M, Wandel A *Astrophys. J.* **540** L13 (2000)
90. Morales R, Fabian A C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **329** 209 (2002)
91. Filippenko A V et al. *Publ. Astron. Soc. Pacific* **109** 461 (1997)
92. Антохина Э А, Черепашук А М *Астрон. журн.* **71** 420 (1994)
93. Черепашук А М, в сб. *Двойные звезды* (Под ред. А Г Масевич) (М.: Космосинформ, 1997) с. 45
94. Remillard R A, McClintock J E, Bailyn C D *Astrophys. J. Lett.* **399** L145 (1992)
95. Антохина Э А, Черепашук А М *Письма в Астрон. журн.* **19** 500 (1993)
96. Avni Y, Bahcall J N *Astrophys. J.* **192** L139 (1974)
97. Avni Y, Bahcall J N *Astrophys. J.* **197** 675 (1975)
98. Бочкарев Н Г, Шакура Н И *Астрон. циркуляр* (853) 1 (1975)
99. Бочкарев Н Г, Карицкая Е А, Шакура Н И *Письма в Астрон. журн.* **1** (12) 13 (1975)
100. Бочкарев Н Г, Карицкая Е А, Шакура Н И *Астрон. журн.* **56** 16 (1979)
101. Бочкарев Н Г, Карицкая Е А *Астрон. журн.* **60** 727 (1983)
102. Shahbaz T J *Astrophys. Astron.* **20** 197 (1999)
103. Casares J, Charles P A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **271** L5 (1994)
104. Wade R A, Horne K *Astrophys. J.* **324** 411 (1988)
105. Martin A C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **274** L46 (1995)
106. Paczynsky B *Astron. Astrophys.* **34** 161 (1974)
107. Хрузина Т С *Астрон. журн.* **62** 356 (1985)
108. Соколов В В *Астрон. журн.* **64** 803 (1987)
109. Smith D A, Dhillon V S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **301** 767 (1998)
110. Бочкарев Н Г и др. *Письма в Астрон. журн.* **5** 185 (1979)
111. Антохина Э А, Черепашук А М *Письма в Астрон. журн.* **23** 889 (1997)
112. Shahbaz T *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **298** 153 (1998)
113. Антохина Э А, Черепашук А М, Шиманский В В *Изв. РАН. Сер. физ.* (2003) (в печати)
114. Titarchuk L, Osherovich V *Astrophys. J.* **542** L111 (2000)
115. White N *Nature* **407** 146 (2000)
116. Кардашев Н С, Крейсман Б Б, Пономарев Ю Н *Труды ФИАН* **228** 3 (2000)
117. Junor W, Biretta J A, Livio M *Nature* **401** 891 (1999)
118. Tanaka Y et al. *Nature* **375** 659 (1995)
119. Nandra K et al. *Astrophys. J.* **477** 602 (1997)
120. Wilms J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **328** L27 (2001)
121. Terashima Y, Wilson A S *Astrophys. J.* **583** 145 (2003)
122. Krolik J H *Active Galactic Nuclei: from the Central Black Hole to the Galactic Environment* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 1999)
123. Mulchaey S, Wilson A S, Tsvetanov Z *Astrophys. J.* **467** 197 (1996)
124. Malkan M A, Gorjian V, Tam R *Astrophys. J. Suppl.* **117** 25 (1998)
125. Yaqoob T et al. *Astrophys. J.* **546** 759 (2001)
126. Wang J-X, Wang T-G, Zhou Y-Y *Astrophys. J.* **549** 891 (2001)
127. Baganoff F K et al. *Nature* **413** 45 (2001)
128. Grupe D, Gliozzi M *Astron. Astrophys.* (2002) (in press)
129. Grupe D, Thomas H-C, Leighly K M *Astron. Astrophys.* **350** L31 (1999)
130. Brandt W N, Pounds K A, Fink H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **273** L47 (1995)
131. Grupe D et al. *Astron. Astrophys.* **299** L5 (1995)
132. Grupe D et al. *Astron. Astrophys.* **300** L21 (1995)
133. Komossa S, Fink H, in *Accretion Disks: New Aspects. Proc of the EARA Workshop, Garching, Germany, 21–23 October 1996* (Lecture Notes in Physics, Vol. 487, Eds E Meyer-Hofmeister, H Spruit) (Berlin: Springer, 1997) p. 250
134. Komossa S, in *JENAM-2001: Astronomy with Large Telescopes from Ground and Space* (Reviews in Modern Astronomy, Vol. 15, Ed. R E Schielicke) (Berlin: Wiley-VCH, 2002) p. 27
135. Komossa S, Bade N *Astron. Astrophys.* **343** 775 (1999)
136. Komossa S, Greiner J *Astron. Astrophys.* **349** L45 (1999)
137. Rees M J *Science* **247** 817 (1990)
138. Frank J, Rees M J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **176** 633 (1976)
139. Khokhlov A, Novikov I D, Pethick C J *Astrophys. J.* **418** 181 (1993)
140. Ivanov P B, Novikov I D *Astrophys. J.* **549** 467 (2001)
141. Alexander T, Livio M *Astrophys. J.* **560** L143 (2001)
142. Oda M *Space Sci. Rev.* **20** 757 (1977)
143. Шварцман В Ф *Астрон. журн.* **48** 479 (1971)
144. Сюняев Р А *Астрон. журн.* **49** 1153 (1972)
145. Ebisawa K et al. *Astrophys. J.* **467** 419 (1996)
146. Воронцов-Вельяминов Б А *Внегалактическая астрономия* 2-е изд. (М.: Наука, 1978) с. 24, 160, 237
147. *Активные ядра и звездная космогония* (Под ред. Д Я Мартынова) (М.: Изд-во МГУ, 1987)
148. Ho L C et al. *Astrophys. J.* **549** L51 (2001)
149. Fitch W S, Pacholczyk A G, Weymann R J *Astrophys. J.* **150** L67 (1969)
150. Varnes T G *Astrophys. Lett.* **1** 171 (1968)
151. Зайцева Г В, Лютый В М *Астрон. циркуляр* (470) 7 (1968)
152. Лютый В М *Астрон. журн.* **56** 918 (1979)
153. Liutyi V M *Sov. Sci. Reviews Sect. E Astrophys. Space Phys. Rev.* (Ed. R A Sunyaev) **1** 61 (1981)
154. Докучаев В И *УФН* **161** (6) 1 (1991)
155. Гинзбург В Л, Озерной Л М *ЖЭТФ* **47** 1030 (1964)
156. Журавлев В И, Комберг Б В *Астрон. журн.* **76** 163 (1999)
157. Blandford R D, Znajek R L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **179** 433 (1977)
158. Kardashev N S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **326** 1122 (2001)
159. Jackson C A, Wall J V *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **304** 160 (1999)
160. Бескин В С, Истомина Я Н, Парьев В И *Астрон. журн.* **69** 1258 (1992)
161. Истомина Я Н, Комберг Б В *Астрон. журн.* **78** 871 (2001)
162. Nishikawa K-I et al., in *Particles and Fields in Radio Galaxies: Proc. of the Oxford Radio Galaxy Workshop, Oxford, UK, 3–5 Aug. 2000* (Astron. Soc. of the Pacific Conf. Ser., Vol. 250, Eds R A Laing, K M Blundell) (San Francisco, Calif.: Astronomical Society of the Pacific, 2002); astro-ph/0202396
163. Wandel A *Astrophys. J.* **519** L39 (1999)
164. Andrillat Y, Souffrin S *Astrophys. Lett.* **1** 111 (1968)
165. Дибай Э А, Есипов В Ф *Астрон. циркуляр* (349) 1 (1965)
166. Burbidge E M, Burbidge G R *Astrophys. J.* **143** 271 (1966)
167. Шаров А С, Ефремов Ю Н *Астрон. журн.* **40** 950 (1963)

168. Smith H J, Hoeffeit D *Nature* **198** 650 (1963)
169. Фабрика С Н *Письма в Астрон. журн.* **6** 559 (1980)
170. Capriotti E R, Foltz C B, Peterson B M *Astrophys. J.* **261** 35 (1982)
171. Peterson B M et al. *Astrophys. J.* **368** 119 (1991)
172. Peterson B M et al. *Astrophys. J.* **510** 659 (1999)
173. Antonucci R R J, Cohen R D *Astrophys. J.* **271** 564 (1983)
174. Sharovalova A I et al. *Astron. Astrophys.* **376** 775 (2001)
175. Wu X-B, Han J L *Astrophys. J.* **561** L59 (2001)
176. Лютий В М, Окнянский В Л, Чуваев К К *Письма в Астрон. журн.* **10** 803 (1984)
177. Penston M V, Perez E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **211** 33P (1984)
178. Sergeev S G, Pronik V I, Sergeeva E A *Astrophys. J.* **554** 245 (2001)
179. Peterson B M et al. *Astrophys. J.* **542** 161 (2000)
180. Бочкарев Н Г, в сб. *Труды Всеросс. астрономической конф., Санкт-Петербург, 6–12 августа, 2001* (Под ред. В Н Обрядко, В В Витязева, В В Иванова) (СПб.: Изд-во СПбГУ, 2003) (в печати)
181. Бочкарев Н Г *Письма в Астрон. журн.* **10** 574 (1984)
182. Sharovalova A I, Burenkov A N, Bochkarev N G *Bull. Special Astrophys. Obs.* **41** 28 (1996)
183. Bochkarev N G *ASP Conf. Ser.* (2003) (in press)
184. Wandel A, Yahil A *Astrophys. J. Lett.* **295** L1 (1985)
185. Gebhardt K et al. *Astrophys. J.* **543** L5 (2000)
186. Winge C et al. *Astrophys. J.* **519** 134 (1999)
187. Ferrarese L et al. *Astrophys. J. Lett.* **555** L79 (2001)
188. McLure R J, Dunlop J S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **331** 795 (2002)
189. Macchetto F D *Astrophys. Space Sci.* **269–270** 269 (1999)
190. Harms R J et al. *Astrophys. J. Lett.* **435** L35 (1994)
191. Ford H C et al. *Astrophys. J. Lett.* **435** L27 (1994)
192. Macchetto F et al. *Astrophys. J.* **489** 579 (1997)
193. Ferrarese L, Ford H C, Jaffe W *Astrophys. J.* **470** 444 (1996)
194. Bower G A et al. *Astrophys. J. Lett.* **492** L111 (1998)
195. van der Marel R P, van den Bosch F C *Astron. J.* **116** 2220 (1998)
196. Barth A J et al. *Astrophys. J.* **555** 685 (2001)
197. Tremaine S et al. *Astrophys. J.* **574** 740 (2002); astro-ph/0203468
198. Moran J M, Greenhill L J, Herrnstein J R J. *Astrophys. Astron.* **20** 165 (1999)
199. Miyoshi M et al. *Nature* **373** 127 (1995)
200. Ishihara Y et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **53** 215 (2001)
201. Young P J et al. *Astrophys. J.* **221** 721 (1978)
202. Young P *Astrophys. J.* **242** 1232 (1980)
203. Peebles P J E *Astrophys. J.* **178** 371 (1972)
204. Kormendy J, in *The Nearest Active Galaxies* (Eds J E Beckman, L Colina, H Netzer) (Madrid: CSIC Press, 1993) p. 197
205. Nieto J-L et al. *Astron. Astrophys.* **244** L25 (1991)
206. Lauer T R et al. *Astron. J.* **110** 2622 (1995)
207. Quinlan G D, Hernquist L, Sigurdsson S *Astrophys. J.* **440** 554 (1995)
208. Duncan M J, Wheeler J C *Astrophys. J. Lett.* **237** L27 (1980)
209. Binney J, Mamon G A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **200** 361 (1982)
210. van der Marel R P *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **270** 271 (1994)
211. Eckart A, Genzel R, in *The Galactic Center: 4th ESO/CTIO Workshop, La Serena, Chile, 10–15 March 1996* (ASP Conf. Ser., Vol. 102, Ed. R Gredel) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 1996) p. 196
212. Eckart A, Genzel R *Nature* **383** 415 (1996)
213. Eckart A, Genzel R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **284** 576 (1997)
214. Genzel R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **291** 219 (1997)
215. Ghez A M et al. *Nature* **407** 349 (2000)
216. Kormendy J et al. *Astrophys. J. Lett.* **459** L57 (1996)
217. Kormendy J et al. *Astrophys. J. Lett.* **473** L91 (1996)
218. van der Marel R P et al. *Nature* **385** 610 (1997)
219. Ford H C et al., in *The Central Regions of the Galaxy and Galaxies* (IAU Symp., No. 184, Ed. Y Sofue) (Boston, Mass.: Kluwer Acad., 1998) p. 377
220. Kormendy J, in *Galaxy Disks and Disk Galaxies: Proc. of a Conf., Rome, Italy, 12–16 June 2000* (ASP Conf. Ser., Vol. 230, Eds J G Funes, E M Corsini) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 2001) p. 247; astro-ph/0007401
221. Olling R P et al., in *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostics, Demography, and Formation* (ESO Astrophys. Symposium, Eds L Kaper, E P J van den Heuvel, P A Woudt) (Berlin: Springer, 2001) p. 91
222. Emsellem E, in *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostics, Demography, and Formation* (ESO Astrophys. Symposium, Eds L Kaper, E P J van den Heuvel, P A Woudt) (Berlin: Springer, 2001) p. 95
223. van der Marel R P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **268** 521 (1994)
224. Anders S W, Thatte N, Genzel R, in *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostics, Demography, and Formation* (ESO Astrophys. Symposium, Eds L Kaper, E P J van den Heuvel, P A Woudt) (Berlin: Springer, 2001) p. 88
225. Oort J H *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **15** 295 (1977)
226. Genzel R, Townes C H *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **25** 377 (1987)
227. Reid M *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **31** 345 (1993)
228. Munyaneza F, Tsiklauri D, Viollier R D *Astrophys. J.* **526** 744 (1999)
229. Eckart A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **331** 917 (2002)
230. Melia F et al. *Astrophys. J.* **554** L37 (2001)
231. Lubinski P, Zdziarski A A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **323** L37 (2001)
232. Pariev V I, Bromley B C *Astrophys. J.* **508** 590 (1998)
233. Mushotzky R F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **272** L9 (1995)
234. Fabian A C, in *Theory of Black Hole Accretion Disks* (Eds M A Abramowicz, G Björnsson, J E Pringle) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1998) p. 123
235. Usui F, Nishida S, Eriguchi Y *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **301** 721 (1998)
236. Maoz E *Astrophys. J. Lett.* **494** L181 (1998)
237. Bilić N, Viollier R D *Phys. Lett. B* **408** 75 (1997)
238. Bilić N, Viollier R D *Gen. Relat. Gravit.* **31** 1105 (1999)
239. Munyaneza F, Viollier R D *Astrophys. J.* **564** 274 (2002)
240. Titarchuk L, Zannias T *Astrophys. J.* **493** 863 (1998)
241. Czerny B et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **325** 865 (2001)
242. Fabian A C, Rees M J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **277** L55 (1995)
243. Reynolds C S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **283** L111 (1996)
244. Bisnovatyi-Kogan G S, in *Observational Evidence for the Black Holes in the Universe* (Astrophys. and Space Sci. Library, Vol. 234, Ed. S K Chakrabarti) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1999) p. 1
245. Ho L C *Astrophys. J.* **564** 120 (2002)
246. Franceschini A, Vercellone S, Fabian A C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **297** 817 (1998)
247. Cattaneo A, Haehnelt M G, Rees M J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **308** 77 (1999)
248. Magorrian J et al. *Astron. J.* **115** 2285 (1998)
249. Merritt D, Ferrarese L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **320** L30 (2001)
250. McLeod K K, in *Quasar Hosts: Proc. of the ESO-IAC Conf., Tenerife, Spain, 24–27 Sept. 1996* (ESO Astrophys. Symposium, Eds D L Clements, I Pérez-Fournon) (Berlin: Springer, 1997) p. 45
251. Wandel A *Astrophys. J.* **565** 762 (2002)
252. Laor A *Astrophys. J.* **553** 677 (2001)
253. Graham A W et al. *Astrophys. J.* **563** L11 (2001)
254. Merritt D, Ferrarese L *Astrophys. J.* **547** 140 (2001)
255. Merrifield M R, Forbes D A, Terlevich A I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **313** L29 (2000)
256. Umemura M *Astrophys. J.* **560** L29 (2001)
257. Salucci P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **307** 637 (1999)
258. Sarzi M et al. *Astrophys. J.* **550** 65 (2001)
259. Lu Y, Yu Q *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **324** 653 (2001)
260. Salucci P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **317** 488 (2000)
261. Cherepashchuk A M et al. *Highly Evolved Close Binary Stars Vol. 1 Catalog* (Adv. in Astron. and Astrophys., Vol. 1) (Amsterdam: Gordon and Breach, 1996)
262. Kuulkers E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **306** 919 (1999)
263. Горанский В П и др. *Письма в Астрон. журн.* **22** 413 (1996)
264. Hynes R I et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **330** 1009 (2002)
265. Tanaka Y, Shibasaki N *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **34** 607 (1996)
266. Tanaka Y, in *Disk Instabilities in Close Binary Systems: 25 Years of the Disk-Instability Model* (Frontiers Sci. Ser., No. 26, Eds S Mineshige, J C Wheeler) (Tokyo: Universal Acad. Press, 1999) p. 21
267. Kato S, Fukue J, Mineshige S *Black-Hole Accretion Disks* (Kyoto: Kyoto Univ. Press, 1998)
268. Chen W, Shrader C R, Livio M *Astrophys. J.* **491** 312 (1997)
269. van Paradijs J *Astrophys. J. Lett.* **464** L139 (1996)
270. Сюняев Р А и др. *Письма в Астрон. журн.* **14** 771 (1988)
271. Sunyaev R et al. *Astron. Astrophys.* **247** L29 (1991)
272. Sunyaev R et al. *Astrophys. J. Lett.* **383** L49 (1991)
273. Sunyaev R et al. *Astrophys. J. Lett.* **389** L75 (1992)
274. Sunyaev R A et al. *Astron. Astrophys.* **280** L1 (1993)
275. Сюняев Р А и др. *Письма в Астрон. журн.* **20** 890 (1994)
276. Гребенев С А и др. *Письма в Астрон. журн.* **17** 985 (1991)
277. Grebenev S et al. *Astron. Astrophys. Suppl.* **97** 281 (1993)
278. Grebenev S A, Sunyaev R A, Pavlinsky M N *Adv. Space Res.* **19** 15 (1997)
279. van der Klis M *Astrophys. J. Suppl.* **92** 511 (1994)
280. Nowak M A *Publ. Astron. Soc. Pacific* **107** 1207 (1995)

281. Tanaka Y, Lewin W H G, in *X-Ray Binaries* (Cambridge Astrophys. Ser., Vol. 26, Eds W H G Lewin, J van Paradijs, E P J van den Heuvel) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995) p. 126
282. van Paradijs J et al. *Astron. Astrophys.* **182** 47 (1987)
283. McClintock J E, Horne K, Remillard R A *Astrophys. J.* **442** 358 (1995)
284. Narayan R, Barret D, McClintock J E *Astrophys. J.* **482** 448 (1977)
285. Narayan R, Garcia M R, McClintock J E *Astrophys. J. Lett.* **478** L79 (1997)
286. Asai K et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **50** 611 (1998)
287. Herrero A et al. *Astron. Astrophys.* **297** 556 (1995)
288. Esin A A, McClintock J E, Narayan R *Astrophys. J.* **489** 865 (1997)
289. Titarchuk L *Astrophys. J.* **434** 570 (1994)
290. Fender R P *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **322** 301 (2001)
291. Fender R P, Kuulkers E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **324** 923 (2001)
292. Trushkin S A *Astron. Astrophys. Trans.* **19** 525 (2000)
293. Ebisawa K et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **46** 375 (1994)
294. Belloni T et al. *Astrophys. J. Lett.* **472** L107 (1996)
295. Miyamoto S et al. *Astrophys. J.* **383** 784 (1991)
296. Gilfanov M et al. *Astron. Astrophys. Suppl.* **97** 303 (1993)
297. Grebenev S A, Sunyaev R A, Pavlinsky M N, in *Proc. of the Workshop on Nova Muscae, Lyngby, Denmark, May 14–16, 1991* (Ed. S Brandt) (Lyngby: Danish Space Res. Inst., 1991) p. 19
298. Zycki P T, Done C, Smith D A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **309** 561 (1999)
299. Гребенев С А, Сюняев Р А, Павлинский М Н *Письма в Астрон. журн.* **18** 11 (1992)
300. Гильфанов М Р, Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (М.: ИКИ РАН, 1995) с. 167
301. Orosz J A et al. *Astrophys. J.* **555** 489 (2001)
302. Wagner R M et al. *Astrophys. J.* **556** 42 (2001)
303. Greiner J, Cuby J G, McCaughrean M J *Nature* **414** 522 (2001)
304. In't Zand J J M et al. *Astron. Astrophys.* **357** 520 (2000)
305. Markwardt C B, Swank J H, Marshall F E *IAU Circular* (7120) 1 (1999)
306. Hjellming R M et al. *Astrophys. J.* **544** 977 (2000)
307. Горанский В П *Астрон. циркуляр* (1024) 3 (1978)
308. Goranskij V P *Inform. Bull. Var. Stars* (3464) 1 (1990)
309. Israelian G et al. *Nature* **401** 142 (1999)
310. Uemura M et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **42** L15 (2000)
311. Garcia M et al. *IAU Circular* (7392) 2 (2000)
312. van Paradijs J, White N *Astrophys. J. Lett.* **447** L33 (1995)
313. Grimm H-J, Gilfanov M, Sunyaev R *Astron. Astrophys.* **391** 923 (2002); astro-ph/0109239
314. Rhoades C E (Jr), Ruffini R *Phys. Rev. Lett.* **32** 324 (1974)
315. Mirabel I F et al. *Nature* **413** 139 (2001)
316. Naik S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **330** 487 (2002)
317. Fender R P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **330** 212 (2002)
318. Schmutz W, Geballe T R, Schild H *Astron. Astrophys.* **111** L25 (1996)
319. Cherepashchuk A M, Moffat A F J *Astrophys. J. Lett.* **424** L53 (1994)
320. Hanson M M, Still M D, Fender R P *Astrophys. J.* **541** 308 (2000)
321. Charles P, in *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostics, Demography, and Formation* (ESO Astrophys. Symposia, Eds L Kaper, E P J van den Heuvel, P A Woudt) (Berlin: Springer, 2001) p. 27
322. Orosz J A et al., in *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostics, Demography, and Formation* (ESO Astrophys. Symposia, Eds L Kaper, E P J van den Heuvel, P A Woudt) (Berlin: Springer, 2001) p. 59
323. Greene J, Bailyn C D, Orosz J A *Astrophys. J.* **554** 1290 (2001)
324. Casares J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **329** 29 (2002)
325. Taylor J H, Weisberg J M *Astrophys. J.* **253** 908 (1982)
326. Phinney E S *Astrophys. J. Lett.* **380** L17 (1991)
327. Thorsett S E, Chakrabarty D *Astrophys. J.* **512** 288 (1999)
328. van Kerkwijk M H, in *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostics, Demography, and Formation* (ESO Astrophys. Symposia, Eds L Kaper, E P J van den Heuvel, P A Woudt) (Berlin: Springer, 2001) p. 39
329. Мартынов Д Я *УФН* **108** 701 (1972)
330. Brandt W N, Podsiadlowski Ph, Sigurdsson S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **277** L35 (1995)
331. Mirabel I F et al. *Nature* **358** 215 (1992)
332. Mirabel I F, Rodriguez L F *Nature* **371** 46 (1994)
333. Hjellming R M, Rupen M P *Nature* **375** 464 (1995)
334. Castro-Tirado A J, Greiner J, Paredes J M (Eds) *Microquasars: Proc. of the 3rd Microquasar Workshop: Granada Workshop on Galactic Relativistic Jet Sources, Granada, Spain, 11–13 Sept. 2000* (Astrophys. and Space Sci., Vol. 276) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2001)
335. Carramiñana A, Reimer O, Thompson D J (Eds) *The Nature of Unidentified Galactic High-Energy Gamma-Ray Sources: Proc. of the Workshop, Tonantzintla, Puebla, México, 9–11 October 2000* (Astrophys. and Space Sci. Library, Vol. 267) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2001)
336. Rodriguez L F, Mirabel I F, in *The Nature of Unidentified Galactic High-Energy Gamma-Ray Sources: Proc. of the Workshop, Tonantzintla, Puebla, México, 9–11 October 2000* (Astrophys. and Space Sci. Library, Vol. 267, Eds A Carramiñana, O Reimer, D J Thompson) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2001) p. 245
337. Durouchoux Ph *Astrophys. Space Sci.* **276** (Suppl. 1) 91 (2001)
338. Mioduszewski A J et al. *Astrophys. J.* **553** 766 (2001); astro-ph/0102018
339. de la Force C et al. *Astrophys. Space Sci.* **276** (Suppl. 1) 121 (2001)
340. Stirling A M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **327** 1273 (2001)
341. Sunyaev R, in *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostics, Demography, and Formation* (ESO Astrophys. Symposia, Eds L Kaper, E P J van den Heuvel, P A Woudt) (Berlin: Springer, 2001) p. 113
342. Belloni T, in *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostics, Demography, and Formation* (ESO Astrophys. Symposia, Eds L Kaper, E P J van den Heuvel, P A Woudt) (Berlin: Springer, 2001) p. 125
343. Tanaka Y, in *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostics, Demography, and Formation* (ESO Astrophys. Symposia, Eds L Kaper, E P J van den Heuvel, P A Woudt) (Berlin: Springer, 2001) p. 141
344. Sunyaev R, Revnitsev M *Astron. Astrophys.* **358** 617 (2000)
345. Barret D et al. *Astrophys. J.* **394** 615 (1992)
346. Сюняев Р А, Шакура Н И *Письма в Астрон. журн.* **12** 286 (1986)
347. Сибгатуллин Н Р, Сюняев Р А *Письма в Астрон. журн.* **24** 894 (1998)
348. Lightman A P *Astrophys. J.* **194** 429 (1974)
349. Shakura N I, Suniaev R A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **175** 613 (1976)
350. Luo C, Liang E P *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **266** 386 (1994)
351. Bisnovatyi-Kogan G S, Blinnikov S I *Astron. Astrophys.* **59** 111 (1977)
352. Done C et al. *Astrophys. J.* **395** 275 (1992)
353. Сюняев Р А и др. *Письма в Астрон. журн.* **17** 975 (1991)
354. McClintock J E, in *Texas/ESO-CERN Symp. on Relativistic Astrophysics, Cosmology, and Fundamental Physics* (Ann. of the New York Acad. of Sci., Vol. 647, Eds J D Barrow, L Mestel, P A Thomas) (New York: New York Acad. of Sci., 1991) p. 495
355. Капова М М, Черепашук А М *Астрон. журн.* **77** 909 (2000)
356. Bildsten L, Rutledge R E *Astrophys. J.* **541** 908 (2000)
357. Robertson S L, Leiter D J *Astrophys. J.* **565** 447 (2002); astro-ph/0102381
358. Бисноватый-Коган Г С и др. *Письма в Астрон. журн.* **4** 81 (1978)
359. Borozdin K N, Trudolyubov S P *Astrophys. J.* **533** L131 (2000)
360. Wijmands R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **328** 451 (2001)
361. Kanbach G et al. *Nature* **414** 180 (2001)
362. Morgan E H, Remillard R A, Greiner J *Astrophys. J.* **482** 993 (1997)
363. Remillard R A et al. *Astrophys. J.* **522** 397 (1999)
364. Nowak M A et al. *Astrophys. J. Lett.* **477** L91 (1997)
365. Cui W, Zhang S N, Chen W *Astrophys. J. Lett.* **492** L53 (1998)
366. Ruffini R et al. *Astrophys. J.* **555** L113 (2001); astro-ph/0106532
367. Ruffini R et al. *Astrophys. J.* **555** L107 (2001); astro-ph/0106531
368. Ruffini R, in *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostics, Demography, and Formation* (ESO Astrophys. Symposia, Eds L Kaper, E P J van den Heuvel, P A Woudt) (Berlin: Springer, 2001) p. 334
369. Lee H K, Lee C H, van Putten M H P M, astro-ph/0009239
370. Weinberg E J, in *Advances in the Interplay between Quantum and Gravity Physics* (NATO Sci. Series. Ser II, Vol. 60, Eds P G Bergmann, V de Sabbata) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2002) p. 523; gr-gc/0106030
371. Volkov M S, Gal'tsov D V *Phys. Rep.* **319** 1 (1999)
372. Beskin V S, Kuznetsova I V *Nuovo Cimento B* **115** 795 (2000)
373. Punsly B, in *The Nature of Unidentified Galactic High-Energy Gamma-Ray Sources: Proc. of the Workshop, Tonantzintla, Puebla, México, 9–11 October 2000* (Astrophys. and Space Sci. Library, Vol. 267, Eds A Carramiñana, O Reimer, D J Thompson) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2001) p. 271
374. Zhang S N, Cui W, Chen W *Astrophys. J. Lett.* **482** L155 (1997)
375. McClintock J E *AIP Conf. Proc.* **431** 290 (1998)

376. Barret D et al. *Astrophys. Space Sci.* **276** (Suppl. 1) 305 (2001)
377. Черепашчук А М *Астрон. журн.* **78** 145 (2001)
378. Черепашчук А М *УФН* **172** 959 (2002)
379. Bailyn C D et al. *Astrophys. J.* **499** 367 (1998)
380. Cherepashchuk A, in *Modern Problems of Stellar Evolution: Proc. of the Intern. Conf. in Honour of Prof. A.G. Masevitch's 80th Birthday, Zvenigorod, Russia, 13–15 October 1998* (Ed. D S Wiebe) (Moscow: GEOS, 1998) p. 198
381. Barziv O et al. *Astron. Astrophys.* **377** 925 (2001)
382. Wijers R A M J, in *Evolutionary Processes in Binary Stars* (NATO ASI Series. Ser. C, Vol. 477, Eds R A M J Wijers, M B Davies, C A Tout) (Dordrecht: Kluwer Acad., 1996) p. 327
383. Bisnovaty-Kogan G S, in *Proc. of the ESO Workshop on the SN 1987 A, Garching bei München, FRG, 6–8 July 1987* (ESO Conf. and Workshop Proc., Vol. 26, Ed. I J Danziger) (Garching bei München: European Southern Observatory, 1987) p. 347
384. Brown G E, Bethe H A *Astrophys. J.* **423** 659 (1994)
385. Brown G E, Weingartner J C, Wijers R A M J *Astrophys. J.* **463** 297 (1996)
386. Woosley S E, Langer N, Weaver T A *Astrophys. J.* **411** 823 (1993)
387. Woosley S E, Langer N, Weaver T A *Astrophys. J.* **448** 315 (1995)
388. Cherepashchuk A M, Khaliullin Kh F, Eaton J A *Astrophys. J.* **281** 774 (1984)
389. Cherepashchuk A M, in *Wolf–Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies* (IAU Symp., No. 143, Eds K A van der Hucht, B Hidayat) (Dordrecht: Kluwer Acad., 1991) p. 280
390. Антохин И И, Холтыгин А Ф, Черепашчук А М *Астрон. журн.* **65** 558 (1988)
391. Nugis T, Crowther P A, Willis A J *Astron. Astrophys.* **333** 956 (1998)
392. Beekman G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **290** 303 (1997)
393. Reynolds A P et al. *Astron. Astrophys.* **349** 873 (1999)
394. Kaper L, Cherepashchuk A, in *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostics, Demography, and Formation* (ESO Astrophys. Symposia, Eds L Kaper, E P J van den Heuvel, P A Woudt) (Berlin: Springer, 2001) p. 289
395. Tagieva S O et al. *Astron. Astrophys. Trans.* **19** 123 (2000)
396. Shore S N, Livio M, van den Heuvel E P J *Interacting Binaries* (Saas-Free Adv. Course 22 Lecture Notes, 1992, Eds H Nussbaumer, A Orr) (Berlin: Springer-Verlag, 1994)
397. Alpar M A et al. *Nature* **300** 728 (1982)
398. Iben I (Jr), Tutukov A V, Yungelson L R *Astrophys. J. Suppl.* **100** 217 (1995)
399. Iben I (Jr), Tutukov A V, Yungelson L R *Astrophys. J. Suppl.* **100** 233 (1995)
400. Tavani M *Astrophys. J. Lett.* **366** L27 (1991)
401. Paczynski B, in *Wolf–Rayet and High-Temperature Stars* (IAU Symp., No. 49, Eds M K V Bappu, J Sahade) (Dordrecht: D. Reidel Publ. Co, 1973) p. 143
402. Conti P S *Mem. Soc. R. Sci. Liege* **9** (6) 193 (1976)
403. Bisnovaty-Kogan G S, Nadyozhin D K *Astrophys. Space Sci.* **15** 353 (1972)
404. Chevalier R A *Space Sci. Rev.* **74** 289 (1995)
405. Тутуков А В, Юнгельсон Л Р *Научные информации Астроцветта АН СССР* (27) 58 (1973)
406. van den Heuvel E P J, in *Structure and Evolution of Close Binary Systems* (IAU Symp., No. 73, Eds P Eggleton, S Mitton, J Whelan) (Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1976) p. 35
407. van den Heuvel E P J, Habets G M H J *Nature* **309** 598 (1984)
408. Wellstein S, Langer N *Astron. Astrophys.* **350** 148 (1999)
409. Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E *The Scenario Machine: Binary Star Population Synthesis* (Astrophys. and Space Phys. Rev., Vol. 17, Ed. R A Sunyaev) (Amsterdam: Harwood Acad. Publ., 1996)
410. Portegies Zwart S F, Verbunt F, Ergma E *Astron. Astrophys.* **321** 207 (1997)
411. Ergma E, van den Heuvel E P J *Astron. Astrophys. Lett.* **331** L29 (1998)
412. Eggleton P P, Verbunt F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **220** 13P (1986)
413. Langer N *Astron. Astrophys.* **220** 135 (1989)
414. Moffat A F J, in *Wolf–Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution* (IAU Symp., No. 163, Eds K A van der Hucht, P M Williams) (Dordrecht: Kluwer Acad., 1995) p. 213
415. Moffat A F J et al. *Astrophys. J.* **334** 1038 (1988)
416. Черепашчук А М *Астрон. журн.* **67** 955 (1990)
417. Richardson D et al. *Astron. J.* **123** 745 (2002); astro-ph/0112051
418. Тутуков А В, Черепашчук А М *Астрон. журн.* **62** 1124 (1985)
419. Imshennik V S *Space Sci. Rev.* **74** 325 (1995)
420. Бисноватый-Коган Г С *Астрон. журн.* **47** 813 (1970)
421. Harries T J, Hillier D J, Howarth I D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **296** 1072 (1998)
422. Постнов К А, Прохоров М Е *Астрон. журн.* **78** 1025 (2001)
423. Fryer C L, Kalogera V *Astrophys. J.* **554** 548 (2001)
424. Balberg S, Zampieri L, Shapiro S L *Astrophys. J.* **541** 860 (2000)
425. Постнов К А, Черепашчук А М *Астрон. журн.* **78** 602 (2001)
426. Герштейн С С *Письма в Астрон. журн.* **26** 848 (2000)
427. Miller M C, Hamilton D P *Astrophys. J.* **576** 894 (2002); astro-ph/0202298
428. van der Marel R P, in *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostics, Demography, and Formation* (ESO Astrophys. Symposia, Eds L Kaper, E P J van den Heuvel, P A Woudt) (Berlin: Springer, 2001) p. 246
429. Шварцман В Ф *Сообщения САО* (19) 5 (1977)
430. Гришук Л П и др. *УФН* **171** 3 (2001)
431. Hughes S A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **331** 805 (2002)
432. Gnedin Iu N, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **36** 379 (1974)
433. Bao G, Wiita P J, Hadrava P *Phys. Rev. Lett.* **77** 12 (1996)
434. Costa E et al. *Nature* **411** 662 (2001)
435. Богданов М Б, Черепашчук А М *Астрон. журн.* **79** 693 (2002)
436. Schödel R et al. *Nature* **419** 694 (2002)
437. Tadhunter C et al., astro-ph/0302513
438. McLure R J, Jarvis M J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **337** 109 (2002)
439. Edelson R et al. *Astrophys. J.* **568** 610 (2002)
440. Shin D C, Iwasawa K, Fabian A C, astro-ph/0302108
441. Filippenko A V, Ho L C astro-ph/0303429
442. van der Marel R P, astro-ph/0302101
443. Xie G Z et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **334** 459 (2002)
444. Verolme E K et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **335** 517 (2002)
445. Fabian A C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **335** L1 (2002)
446. Yu Q, Tremaine S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **335** 965 (2002)
447. Wu X-B, Liu F K, Zhang T Z *Astron. Astrophys.* **389** 742 (2002)
448. Gies D R, Huang W, McSwain M V *Astrophys. J.* **578** L67 (2002)
449. Orosz J A et al. *Astrophys. J.* **568** 845 (2002)
450. Filippenko A V, Chornock R *IAU Circ.* (7644) 2 (2001)
451. Garcia M R et al., astro-ph/0302230
452. Богданов М Б, Черепашчук А М *Астрон. журн.* **79** 1109 (2002)

## The search for black holes

### A.M. Cherepashchuk

*P.K. Sternberg State Astronomical Institute,  
Universitetskii prosp. 13, 119992 Moscow, Russian Federation  
Tel. (7-095) 939-28 58. Fax (7-095) 932-88 41  
E-mail: cher@sai.msu.ru*

Methods and results of searching for stellar mass black holes in binary systems and for supermassive ones in galactic nuclei of different types are described. As of now (June 2002), a total of 100 black hole candidates are known. All the necessary conditions Einstein's General Relativity imposes on the observational properties of black holes are satisfied for candidate objects available, thus further assuring the existence of black holes in the Universe. Prospects for obtaining criteria for reliably distinguishing candidate from real black holes are discussed.

PACS numbers: **04.70**–s, 97.60.Lf, 98.35.Jk

Bibliography — 452 references

Received 11 July 2002